UNIVERSITÉ LAVAL

Conception d'un phase-mètre de type Stéréo-ATI :
Appareil de détection de la phase absolue d'impulsions laser ultrabrèves par stéréodétection de photoélectrons ATI

Mémoire

Louis Prévost

Maîtrise en physique
Maître ès sciences (M.Sc.)

Québec, Canada

© Louis Prévost, 2015

Résumé

Générer des impulsions laser attosecondes requiert l'utilisation d'impulsions laser femtosecondes focalisées dans un gaz qui produit, par rediffusion, les harmoniques du rayonnement incident. Ce processus donne naissance au spectre XUV qui composera les impulsions désirées. Leur génération est optimisée par le contrôle des paramètres qui caractérisent l'impulsion femtoseconde : puissance, durée de l'impulsion, spectre fréquentiel et phase absolue. Tous ces paramètres, sauf la phase absolue, se mesurent avec des équipements facilement disponibles.

Pour mesurer la phase absolue, nous construisons un Stéréo-ATI selon le concept proposé et démontré par une équipe de recherche en 2003. Plusieurs propriétés de l'ionisation induite par impulsions femtosecondes, dont les spectres photoélectroniques, sont montrées pour expliquer le fonctionnement de l'appareil. Des simulations de spectres de temps de vol et des explications plus techniques sont utilisées pour définir les propriétés de la machine et les appareils utilisés pour monter une expérience complète de détection de phase absolue.

Abstract

Attosecond laser pulse generation requires the use of femtosecond laser pulses focused in a gas which produces, by rescattering, harmonics of the incident beam. This process gives birth to the XUV spectra composing the desired pulses. Their generation is optimised by controlling the characteristic parameters of the femtosecond pulses: power, pulse duration, frequency spectra and absolute phase. All these parameters, excluding the absolute phase, can be measured with some easily available equipment.

To measure the absolute phase, we build a Stereo-ATI from the concept proposed and demonstarted by a research team in 2003. Many properties of the femtosecond induced ionization, among which photoelectronic spectra, are shown to explain how the apparatus works. Simulations of time of flight spectra and some more technical explanations are used to define the apparatus properties and the equipment used to mount a complete absolute phase detection experiment.

Table des matières

Résumé iii
Abstract v
Table des matières vii
Table des figures ix
Liste des tableaux x
Liste des abréviations xi
Remerciements xvii
1. Introduction 1
2. Impulsions laser 5
2.1. Laser et impulsions laser 5
2.2. Production des impulsions ultrabrèves 7
2.3. Description des impulsions ultrabrèves 9
2.3.1. Description mathématique 9
2.3.2. La phase absolue ou CEP 10
2.3.3. La polarisation 10
2.4. Phénomènes reliés aux rayonnements 12
2.4.1. Le changement de phase Gouy 12
2.4.2. La force pondéromotrice 13
2.4.3. Ionisation multiphotonique 14
2.4.4. Ionisation tunnel 16
2.4.5. Phénomène de rediffusion 17
2.5. Ionisation au-delà du seuil (ATI) 19
2.5.1. Ionisation séquentielle et non-séquentielle 20
2.5.2. Description des ATI 22
2.5.3. Spectres ATI de haute énergie 24
3. Mesures de la phase absolue 27
3.1. Les premières mesures de phase 27
3.2. Contrôle de la phase 28
3.3. Mesure de $\boldsymbol{\varphi CEP}$ par stéréodétection du spectre ATI 30
4. Montage expérimental 35

4.1. Le montage 35
4.2. Système de Stéréo-ATI 38
4.2.1. La cellule d'ionisation 38
4.2.2. Première grille 41
4.2.3. Chambre à temps de vol (TOF) 42
4.2.4. Les composantes optiques 46
4.3. Système d'acquisition de données 48
4.3.1. Détecteurs 48
4.3.2. Intégrateur Boxcar 50
4.3.3. Sources de tension 54
4.3.4. Circuit d'alimentation des écrans de phosphore et des MCP (CAPM) 54
4.3.5. Montages électriques 55
4.4. Interprétation des données 57
4.4.1. Modèle de discrimination temporelle 57
4.4.2. Démarche de la prise de données 61
4.5. Tests effectués avec l'appareil 63
5. Conclusion 65
Liste des citations : 67
Annexe 1: L'anomalie de phase Gouy 69
Annexe 2 : Résistance des MCPs 73
Annexe 3 : Temps de vol en champ magnétique 74

Table des figures

Figure 1 : Phase absolue 1
Figure 2: Signal cosinusoïdal et sa transformée de Fourier. 6
Figure 3: Phase absolue de trois impulsions 10
Figure 4: Polarisation d'une onde continue 11
Figure 5: Anomalie de phase (Gouy phase shift) 12
Figure 6: Schémas d'ionisation simple et multiphotonique 15
Figure 7: Processus d'ionisations dépendant de l'intensité 16
Figure 8: Schéma du processus de rediffusion 18
Figure 9: Spectres HHG pour un CEP modulé 19
Figure 10 : Taux d'ionisation du xénon 21
Figure 11: Nombre d'électrons détectés en fonction de leur énergie 23
Figure 12: Spectres ATI du xénon et du krypton 24
Figure 13: Spectre ATI avec résolution angulaire 25
Figure 14: Montage de deux boucles de rétroactions, f-zéro et f-2f 29
Figure 15: Interféromètre f-zéro 30
Figure 16: Le premier Stéréo-ATI 31
Figure 17: Spectres ATI discriminés 32
Figure 18: Graphique paramétrique du CEP d'impulsions stabilisées et non-stabilisées à la phase 33
Figure 19 : Vue en coupe du Stéréo-ATI dans le plan perpendiculaire au faisceau laser 36
Figure 20 : Plan de coupe du Stéréo-ATI parallèle au faisceau laser 37
Figure 21 : Plan de coupe de la cellule d'ionisation 38
Figure 22 : Représentation simplifiée de l'effet des fentes 39
Figure 23: Efficacité des fentes 40
Figure 24: Vue éclatée et montée de la fente sur pièce amovible 41
Figure 25: Modèle de la première grille 42
Figure 26: Schéma d'un bras du Stéréo-ATI 43
Figure 27: Effet du MuMetal 44
Figure 28: Schéma des équipotentielles dans le trajet des photoélectrons 45
Figure 29: Schéma des optiques du montage 46
Figure 30: Graphique de la réflectance en fonction de la longueur d'onde 47
Figure 31: Fonctionnement des MCP 49
Figure 32: Spectres énergétiques calculés 51
Figure 33: Représentation graphique de la fonction "Boxcar" 52
Figure 34: Schéma de la source de tension LeCroy 2415 54
Figure 35: CAPM 54
Figure 36: Montages électriques internes et externes 56
Figure 37: Modèle de particule chargée voyageant entre des plans de potentiels « a » et « b » 58
Figure 38: Représentation schématique de l'intérieur du Stéréo-ATI 59
Figure 39: Graphique du TOF en fonction de l'énergie de départ $\boldsymbol{K0}$ 60
Figure 40: TOF pour discrimination du spectre à -16V 61

Figure 41: Traitement des informations lors d'une prise de mesure 62
Figure 42: Schéma d'un front d'onde sphérique 69
Figure 43: Graphique de la tension en fonction du courant 73

Liste des tableaux

Tableau 1: Temps de vol des électrons en fonction de leur énergie et de l'angle θ_r 44
Tableau 2 : Tableau des courants mesurés lorsqu'une tension est appliquée aux bornes des MCP 73

Liste des abréviations

AS Attoseconde

FS Femtoseconde

CEP, $\boldsymbol{\varphi_{CEP}}$ Carrier to envelope phase (Différence de phase entre la porteuse et l'enveloppe)

ATI Above threshold ionization (ionisation au-delà du seuil)

HHG High order harmonic generation (génération d'harmoniques d'ordres élevé)

CW Continuous Wave (onde continue)

FWHM Full width at half maximum (pleine largeur à mi-hauteur)

TI Tunnel ionization (ionisation tunnel)

OBI Over the barrier ionization (ionisation au-dessus de la barrière)

TOF Time of flight (temps de vol)

PS Power Supply (source de tension)

CAPM Circuit d'alimentation des écrans de phosphore et des MCP

PD Photodiode

SPM Self-phase modulation (automodulation de phase)

SHG Second harmonic generation (génération de seconde harmonique)

AOM Acousto-optic modulator (modulateur acousto-optique)

TDSE Time-dependent Schrödinger Equation (Équation de Schrödinger dépendante du temps)

Au père qui m'a inspiré,
à la mère qui m'a guidé

« L'homme est intelligent
parce qu'il a une main. »
— Anaxagore

Remerciements

L'entièreté de ce travail a été possible grâce à la patience et au dévouement de Professeur Bernd Witzel. Ses conseils judicieux et son attention ont su faire en sorte que l'appareil puisse voir le jour malgré tous les contretemps. Je le remercie particulièrement pour la confiance qu'il m'a accordée et la chance que j'ai eue de travailler dans ses laboratoires, dans son équipe.

Je souhaite aussi remercier Guillaume Gingras et Claude Marceau, d'infatigables collègues qui m'ont montré comment bien présenter, expliquer et rendre compte des travaux. La rigueur dont ils ont fait preuve tout au long de leurs travaux a été une grande inspiration et m'obligeait sans arrêt à tenter de faire mieux.

Mario Martin a été d'une grande aide pour tout ce qui concerne les montages expérimentaux, l'assemblage des appareils ainsi que pour me montrer à utiliser les outils nécessaires à la fabrication de certaines pièces. Une pensée toute particulière pour Florent Pouliot, de l'atelier de mécanique du pavillon Vachon, qui a fabriqué la majorité des composantes du Stéréo-ATI et sans qui la simplification de la machine n'aurait jamais été aussi efficace.

Pour leur soutien financier, je remercie la Fondations Marc Bourgie et la Fondation Mathieu : sachez que votre apport fait une réelle différence dans la réalisation de nos projets d'études.

Je remercie chaleureusement Audrey-Anne Gervais qui m'a toujours supporté, tant dans les bons moments que dans les mauvais, et sans qui je n'aurais jamais pu me permettre de mener à terme ce projet. Les innombrables petites choses que tu as faites, parfois à contrecœur, pour me permettre de travailler à ce projet sont d'une valeur inestimable.

À tous les amis qui m'ont supporté lors de ces années, ma famille, les vieux chums de l'Abitibi, les collègues du baccalauréat et les membres de la Coop Roue-Libre, vous m'avez rendu la bonne humeur plus souvent que vous le soupçonnez. Beaucoup de moments ont été plus durs qu'ils ne le semblent! J'ai une pensée particulière pour Joey et Alexandre, les premiers avec qui j'ai tripé à faire des maths et philosophé à propos d'une physique que l'on voulait comprendre. Vous avez fait une énorme différence à cette sombre époque.

J'ai aussi une reconnaissance éternelle pour ma mère et mon défunt père qui ont nourri la curiosité qui me mena vers la physique. Ils se sont battus pour que je persévère, ont su me laisser la liberté dont j'avais besoin et me firent comprendre l'importance de la passion et du travail. Je ne le comprenais pas à l'époque, mais mon père avait raison de dire que « tout travail qui mérite d'être fait mérite d'être bien fait ». Je souhaite vous faire honneur en écrivant cet ouvrage.

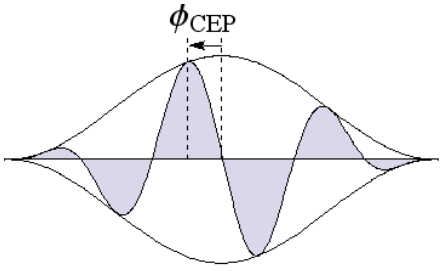
1. Introduction

Les phénomènes que l'on tente de reproduire en laboratoire sont limités par les instruments de mesure qui nous sont accessibles. Plus une technique de mesure est récente, plus l'instrument nécessaire à l'exécuter risque d'être difficile à trouver. Dans la plupart des cas, avant qu'un appareil soit commercialisé, plusieurs groupes de recherches doivent fabriquer leur propre version et démontrer son fonctionnement.

La technologie du laser à impulsions ultrabrèves est maintenant répandue et plusieurs équipes de recherche travaillent régulièrement avec des impulsions stabilisées à la phase, de 7 fs à 15 fs, et de haute puissance. L'accès à cette technologie permet toute une panoplie d'expériences, que ce soient des méthodes poussées d'ablation de matière ou pour tester des modèles de la mécanique quantique. Notre groupe de recherche s'intéresse à la génération d'harmoniques d'ordres élevés (HHG) en vue de produire des impulsions attosecondes ($10^{-18}\ s$). L'appareil d'intérêt dans le présent travail est utilisé depuis 2003 [1] pour mesurer la phase absolue d'impulsions laser femtosecondes, un paramètre de ces impulsions difficiles à extraire. Un spectre HHG produit généralement un train d'impulsions AS, mais si la valeur de la phase est de 0, il devient possible de produire des impulsions AS isolées. La stabilisation fait en sorte que les impulsions AS sont toutes semblables les unes aux autres tandis que la valeur optimale de la phase nous assure que les impulsions ont le spectre le plus large possible, permettant aussi de faire des AS isolées. Le Stéréo-ATI, la machine décrite dans cet ouvrage, sert à mesurer et déterminer la valeur absolue de la phase des impulsions femtosecondes qui génèrent les impulsions attosecondes.

Connaître tous les paramètres des impulsions laser de l'ordre de la femtoseconde est difficile. En effet, comme ces impulsions ne durent que quelques cycles optiques, on y observe une grande asymétrie du champ électrique par rapport à l'axe de propagation. Dans le cas des lasers continus, les paramètres à déterminer pour connaître le rayonnement sont la longueur d'onde (ou la fréquence), l'amplitude et la polarisation. Les impulsions laser monochromatiques sont décrites par leur polarisation, leur fréquence et leur profil temporel [2] alors que les impulsions ultrabrèves, à large spectre, doivent avoir une description plus détaillée de leurs spectres. Toutes ces caractéristiques sont mesurables à l'aide d'outils que l'on peut trouver sur le marché, comme l'analyseur de spectre, le spectromètre à transformée de Fourier ou les polariseurs. Par contre, du moment où l'on travaille avec des impulsions de

Figure 1 : Phase absolue



quelques cycles optiques, un nouveau paramètre entre en jeu : la différence de phase qui existe entre le maximum de l'enveloppe de l'impulsion laser et le maximum du champ électrique le plus près (Figure 1). Cette différence de phase, que l'on appelle « phase absolue », « CEP » (Carrier to Envelope Phase) ou φ_{CEP}, a pour effet de changer la position du signal à l'intérieur de l'enveloppe par une translation du champ électrique oscillant dans le sens de la propagation. Comme l'amplitude du signal est limitée par son enveloppe, le maximum atteint par le champ électrique est très influencé par φ_{CEP} lorsque la durée des impulsions est de l'ordre d'un cycle d'oscillation.

Dans un article de 1996 [3], Xu *et al.* expliquent l'importance du CEP en partant de la définition mathématique du champ électrique d'une impulsion laser s'exprimant comme :

$$\boldsymbol{E}(t,z) = \boldsymbol{A}(t,z)e^{-i(\omega_0 t+\phi(z))} + c.c \qquad (1)$$

où $\boldsymbol{A}(t,z)$ est l'amplitude vectorielle complexe de l'enveloppe du signal, ω_0 est la fréquence de la porteuse et $\varphi(z)$ est la phase absolue (φ_{CEP}). Ils soulignent qu'une impulsion ayant une durée comparable à un cycle d'oscillation de la porteuse verra la valeur de φ_{CEP} influencer grandement l'évolution du champ électrique et proposent dès lors une manière de contrôler le CEP.

La mesure et le contrôle de ce paramètre deviennent intéressants dès que sa valeur influence une expérience que l'on tente d'exécuter. Justement, une application des impulsions femtosecondes est la génération d'impulsions attosecondes (AS) par émission d'harmoniques élevées (High Order Harmonic Generation, HHG) résultant de l'interaction des impulsions avec une cible atomique. Dans la mesure où l'on veut produire ces impulsions laser AS par HHG, ce qui est le cas de notre équipe de recherche, il est crucial de bien contrôler le CEP. En contrôlant ce paramètre, nous nous assurons que les impulsions AS sont composées d'un spectre semblable d'un tir à l'autre. C'est avec cet objectif en tête que Baltuška *et al.* publient en 2003 une méthode de stabilisation du CEP [4]. Les systèmes laser de l'époque n'ayant jusque-là pas de système de stabilisation de la phase, φ_{CEP} avait une valeur aléatoire d'un tir à l'autre, ce qui empêchait la reproduction contrôlée des phénomènes d'interaction, dont la génération d'impulsions AS. Leur technique, qui comprend des boucles de rétroaction à introduire dans la chaîne laser, est encore utilisée aujourd'hui pour minimiser la variation du CEP, mais ne nous donne que l'information sur la variation $\Delta\varphi$ sans connaître sa valeur absolue.

Dans une optique plus orientée vers la mesure de la valeur absolue de φ_{CEP}, G.G.Paulus *et al.* firent remarquer dans une publication parue en 2003 [1] qu'une impulsion laser ultra brève devait, de par l'asymétrie de son champ électrique, projeter dans la direction de sa polarisation les photoélectrons résultant de l'ionisations au-delà du seuil (ATI) d'un gaz atomique. Ils élaborèrent à partir de ce principe une expérience qui démontrait et utilisait la dépendance d'un phénomène sur le CEP : une machine pour détecter dans deux

directions opposées les électrons émis, exécutant ainsi la stéréodétection d'électrons résultant d'un processus ATI, d'où l'appellation de Stéréo-ATI.

La même année, Milosevic, Paulus *et al.* [5] montrèrent que ces asymétries gauche-droite étaient beaucoup plus prononcées pour les photoélectrons de haute énergie ($E > 30eV$). Wittmann *et al.* [6] construisirent, avec ce principe, un Stéréo-ATI équipé de telle manière qu'il pouvait détecter, pour chaque impulsion, deux plages distinctes du spectre photoélectronique dans les hautes énergies. Ils ont généré à partir des résultats obtenus un graphique paramétrique qui leur permit d'augmenter significativement la précision de leur mesure du CEP.

Le but du présent mémoire est de présenter les démarches et les calculs ayant mené à la production d'un Stéréo-ATI qui sera utilisé dans le laboratoire pour étudier les impulsions et éventuellement les sélectionner ou contrôler leur paramètre de phase. Le but ultime de cet appareil est de nous permettre de générer, sur de longues périodes, des impulsions AS optimisées. Des contraintes techniques font en sorte que la machine, bien qu'elle soit complètement construite, n'a pas encore pu être utilisée pour exécuter les mesures pour lesquelles elle fut dessinée. Il n'y a donc pas non plus de données expérimentales ou d'analyse de celles-ci dans le présent document.

Le premier chapitre se concentre sur les rayonnements et les impulsions laser. Nous y discutons des propriétés de ces types de lasers, de leurs descriptions physique et mathématique, puis des phénomènes physiques qu'ils engendrent. Nous élaborons ensuite sur les interactions laser-matière avec une attention particulière portée à l'ionisation ATI. S'en suit une section sur des techniques de contrôle et de mesure de la phase absolue qui présente les essais passés et les méthodes actuelles pour la mesurer. Le chapitre suivant décrit la construction de la machine. Chaque pièce importante y est décrite et est accompagnée de calculs justifiant sa géométrie. Cette section comprend les plans et les schémas de montage ainsi qu'une description des appareils utilisés pour faire l'acquisition de données. La section se termine sur des courbes de simulations qui, tenant en compte la géométrie de la machine, permettent de sélectionner et d'analyser les données produites. Celles-ci sont accompagnées de la marche à suivre pour réaliser une mesure avec les appareils affectés au projet.

L'entièreté des constructions 3D a été réalisée par l'auteur sur SolidWorks 2010 à 2012. Les pièces mécaniques furent produites par l'atelier départemental et l'auteur ou commandées chez MDC Vacuum. Le montage de la machine, les montages électriques et électroniques, les simulations sur SimIon 7.0 et Mathematica 7 sont aussi son œuvre. Toutes ces étapes se sont faites avec les conseils de l'équipe de recherche et quelques tests sur la machine ont été assistés par Guillaume Gingras et Professeur Witzel.

2. Impulsions laser

2.1. Laser et impulsions laser

Le mot « laser » vient de l'anglais Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Comme son nom l'indique, c'est par l'émission stimulée de photons que l'on produit un rayonnement que l'on peut caractériser de « laser ». Pour se produire, il doit y avoir inversion de population dans un milieu de gain, par exemple en excitant des molécules de CO_2. Lors de leur désexcitation, la chute des électrons sur les niveaux de plus basse énergie provoque l'émission de photons. Cette émission peut être stimulée par le passage d'un faisceau de photons de même fréquence et l'émission sera alors en phase et dans la même direction que les photons incidents, donnant ainsi lieu à l'effet laser. L'amplification de l'intensité du signal se fait donc par superposition linéaire des champs électriques des photons émis.

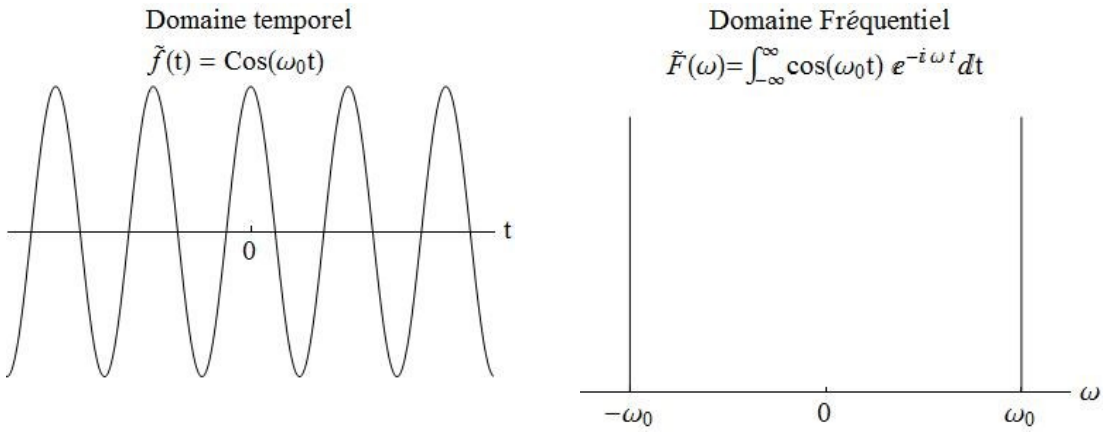
Un rayonnement laser peut se présenter comme un rayonnement continu ou comme un train d'impulsions. Le rayonnement continu (continuous wave, CW) est associé à une onde monochromatique alors qu'une impulsion (ou un train d'impulsions) est formée par agglomération de plusieurs fréquences [7]. Ces affirmations découlent des propriétés des transformées de Fourier :

$$\begin{aligned} \tilde{F}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(t) e^{-i\omega t}\, dt \\ \tilde{f}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\omega) e^{i\omega t}\, d\omega \end{aligned} \qquad (2)$$

où $\tilde{f}(t)$ est le signal et $\tilde{F}(\omega)$ est le spectre fréquentiel de ce signal. On vérifie avec ces relations qu'un signal CW est composé d'une seule fréquence et de sa conjuguée (Figure 2), ce qui était évident à priori puisque $\tilde{f}(t)$ a été construit à partir d'une seule fréquence.

De la même manière, ces transformées dictent le spectre requis pour obtenir une impulsion de durée donnée. En effet, si l'on prend l'exemple d'une impulsion à profil fréquentiel gaussien et que l'on y applique la transformée de Fourier, on voit que plus on élargit le spectre, plus l'impulsion est de courte durée.

Figure 2: Signal cosinusoïdal et sa transformée de Fourier.



Bien entendu, il arrive que la transformée de Fourier ne décrive pas parfaitement les impulsions. Lorsqu'il y a un glissement des fréquences, par exemple après être passé dans un milieu dispersif, certaines fréquences prennent du retard sur les autres, ce qui étale dans le temps les fréquences composant l'impulsion. Dans ce cas, le spectre fréquentiel n'est pas changé, mais la distribution temporelle l'est, ce qui en fait allonge la durée de l'impulsion tout en diminuant son pic d'intensité puisque l'énergie est distribuée sur un laps de temps plus grand. On a donc recours au concept d'impulsion Fourier limitée pour décrire sa compression temporelle par rapport à la largeur de son spectre. On dit qu'une impulsion laser est Fourier limitée lorsque le produit de sa durée d'impulsion par la largeur de son spectre est minimal, ce qui implique qu'il n'y a pas de glissement entre les fréquences.

Pour générer les impulsions ultrabrèves, plusieurs méthodes peuvent être employées et celle que nous utilisons sera expliquée brièvement ici et en détail plus loin dans le document. Un laser pompe est envoyé dans un cristal de Titane : saphir pour générer un peigne de fréquences dont le spectre s'étend de 650 nm à 1100nm. Une paire de prismes induisent un décalage temporel entre les différentes fréquences de l'impulsion, ce qui provoque son étalement et lui permet d'être amplifiée sans endommager l'amplificateur. Une fois amplifiées, les impulsions sont compressées à 25 fs par une autre paire de prismes qui provoquent un décalage inverse aux premiers, ce qui en fait permet à certaines fréquences de rattraper leur retard accumulé précédemment. Les impulsions ainsi produites sont envoyées dans une fibre optique se trouvant dans une atmosphère de néon pour élargir leur distribution spectrale. De cette manière, le laser pompe continu qui avait un spectre très étroit produit un spectre de fréquences très large et donc, par les propriétés des transformées de Fourier, des impulsions très courtes.

Les impulsions très brèves ont une autre propriété intéressante qui est celle de posséder une très grande intensité, pouvant atteindre l'ordre du pétawatt/cm^2 ($10^{15}\ W/cm^2$). Une telle intensité est possible au point

focal grâce à la durée des impulsions produites; en considérant par exemple une impulsion de 7 femtosecondes (fs) contenant une énergie de 0.5 mJ dans une tache focale le rayon atteint 30 microns nous obtenons grossièrement :

$$I = \frac{E}{t \times S} = \frac{0.5 \times 10^{-3} J}{(7 \times 10^{-15} s)(9\pi \times 10^{-6} \mathrm{cm}^2)} \simeq 2.53 \times 10^{15} \frac{W}{\mathrm{cm}^2}$$

2.2. Production des impulsions ultrabrèves

Dans une chaîne laser typique, nous trouvons aujourd'hui plusieurs éléments requis pour produire des impulsions laser ultrabrèves. En nous référant à la Figure 14, le rayonnement passe par les éléments suivants pour être amplifié et compressé en impulsion ultrabrève. Tout d'abord, un laser CW au Nd :YAG doublé en fréquence produit un faisceau à 532 nm qui pompe un cristal de Titane :Saphir ($Ti : Al_2O_3$) placé dans un oscillateur. L'oscillateur produit une impulsion large spectre colinéaire au signal entrant. Le large spectre de cette impulsion est produit par la présence d'une grande gamme d'états sur lesquels les électrons peuvent « tomber » suite à leur désexcitation stimulée et par la géométrie de l'oscillateur. Chaque état de désexcitation produit un photon de fréquence différente et le spectre de l'impulsion est composé de raies spectrales discrètes qui dépendent des modes de la chambre d'amplification.

Par transformée de Fourier, la première émission à large spectre forme une impulsion Fourier-limitée de faible amplitude. Cette impulsion est étirée temporellement par un passage aller-retour dans une paire de prismes qui fait prendre du retard aux longueurs d'onde plus longues par rapport aux longueurs d'onde plus courtes. L'intensité de l'impulsion est ainsi répartie temporellement et spatialement de manière à ne pas causer de dommage aux optiques et au milieu de gain lors de son amplification.

L'impulsion étirée est envoyée dans un second cristal de Ti:saph pompé par un laser opéré en mode déclenché (Q-switched), pour y être amplifiée; chaque raie spectrale y est amplifiée. Les impulsions passent ensuite dans une paire de prismes qui les compressent à 25 fs pour ensuite être dirigées vers la sortie de l'amplificateur. En y sortant, les impulsions sont injectées dans une fibre optique creuse en atmosphère de néon pour élargir leur spectre.

En sortant de la fibre, les impulsions qui étaient jusque-là étirées, amplifiées, compressées puis spectralement élargies sont compressées de nouveau par des miroirs diélectriques. Ces miroirs, construits par déposition de

couches minces diélectriques, ont la particularité de réfléchir chaque longueur d'onde à une profondeur différente. Ils sont construits et agencés de manière à permettre aux basses fréquences de rattraper les plus hautes, ce qui a pour effet de compresser temporellement l'impulsion, donc son intensité. On obtient ainsi des impulsions pouvant être aussi courtes que 5 femtosecondes (pleine largeur à la mi-hauteur, FWHM) prêtes pour faire des expériences [8].

2.3. Description des impulsions ultrabrèves

2.3.1. Description mathématique

Une impulsion laser est représentée mathématiquement par une fonction temporelle de l'oscillation de son champ électrique avec une modulation de son amplitude qui décrit l'enveloppe dans laquelle le signal oscille :

$$\boldsymbol{E}(t) = \boldsymbol{A}(t)e^{-i(\omega_0 t+\phi(t))} + c.c \quad (3)$$

$\boldsymbol{E}(t)$ représente le champ électrique, $\boldsymbol{A}(t)$ représente l'amplitude et $e^{-i(\omega_0 t+\phi(t))}$ est le terme oscillant. Celui-ci contient la fréquence angulaire de la porteuse ω_0 et la phase absolue $\varphi(t)$, qui sont respectivement la fréquence centrale du signal et le décalage de phase par rapport au centre de l'impulsion lorsque celle-ci est centrée à l'origine. Dans cette définition, l'amplitude n'est pas une constante, mais une fonction du temps et c'est elle qui contient l'information sur la forme de l'impulsion. On lui assigne généralement une fonction rectangulaire, gaussienne, lorentzienne, cosinus carré (cos^2) ou sécante hyperbolique carrée $(sech^2)$ pour traiter théoriquement le comportement des impulsions [9, p.53].

Les formes gaussiennes, lorentzienne et $sech^2$ représentent bien les impulsions et leur comportement puisqu'elles ont, comme les impulsions réelles, des « ailes » qui s'étendent de $-\infty$ à $+\infty$. Ces fonctions posent toutefois problème pour certains types de simulations informatiques qui demandent que les formes mathématiques aient une extension spatiale (et temporelle) finie(s). C'est pourquoi la fonction rectangulaire et cos^2 tronquée aux premiers zéros, sont utilisées dans plusieurs simulations par éléments finis; elles sont nulles partout sauf pour la durée totale de l'impulsion dont la forme est centrée à l'origine et symétrique par rapport à l'axe vertical. Une fois la forme des impulsions déterminée, le champ électrique peut se lire :

$$\boldsymbol{E}(t,z) = \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t}{\tau}\right) e^{-i(\omega_0 t+\phi(t))} + c.c \quad (4)$$

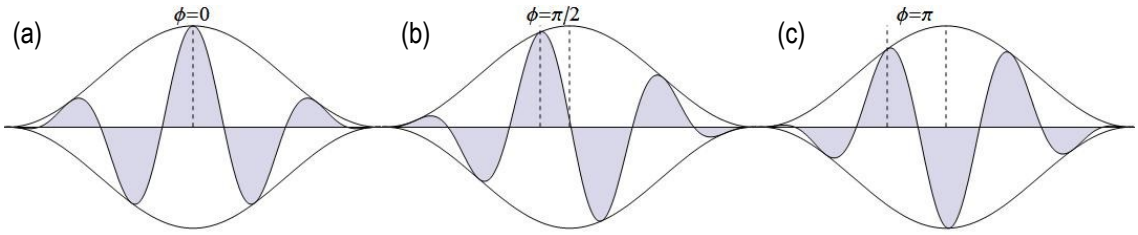
où 2τ est la durée totale de l'impulsion. La durée d'une impulsion est généralement caractérisée par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de son profil temporel. Sous cette condition, une impulsion dite de $15\ fs$ avec une enveloppe en cos^2 a donc une durée totale de $2\tau = 2\tau_{FWHM} = 30\ fs$. En comparaison, une impulsion de type gaussienne n'est jamais nulle; il est donc plus pratique de travailler avec cette nomenclature qui permet de mieux comparer les durées d'impulsions entre elles, peu importe leur profil.

2.3.2. La phase absolue ou CEP

CEP est l'abréviation de « Carrier to Envelope Phase », ce qui signifie la différence de phase entre l'enveloppe d'une impulsion et le maximum du champ électrique du signal qu'elle contient. Le CEP définit ainsi la position de l'oscillation électrique dans l'enveloppe; un changement de la valeur de φ_{CEP} se traduit par une translation du signal dans le sens de la propagation (Figure 3).

Cette quantité devient très importante lorsque les impulsions sont de 7 fs ou moins puisque ces durées sont trop courtes pour que les phénomènes résonnants se produisent, ce qui fait passer à plus de 10 % le taux d'occurrence des phénomènes non-résonants dépendant de l'asymétrie du champ électrique. Comme les interactions entre laser intense et matière se font par le biais du champ électrique, cette valeur affecte divers phénomènes non-linéaires comme l'émission de photons XUV ou les taux d'ionisation.

Figure 3: Phase absolue de trois impulsions



Pour une phase absolue nulle (a), le maximum du champ est coïncident avec celui de l'enveloppe; on remarque que l'intensité (proportionnelle à $\boldsymbol{E^2}$) est plus élevée ver le haut en raison de l'amplitude du pic. En ajoutant un déphasage de $\pi/2$ (b), l'intensité vers le haut est la même que celle vers le bas. Avec un déphasage de π (c), on retrouve la même asymétrie qu'en (a) mais dans les directions inverses.

2.3.3. La polarisation

Qu'il soit continu ou sous forme d'impulsions, un rayonnement électromagnétique peut être polarisé, c'est-à-dire que son vecteur de champ électrique pointe dans une direction définie, généralement approximée comme perpendiculaire à la direction de propagation. Cette polarisation peut être linéaire, circulaire, elliptique ou une combinaison des trois.

Le cas linéaire fait référence à une onde dont le champ électrique oscille dans un seul plan et reste toujours parallèle à ce plan. Le cas elliptique apparaît lorsque le faisceau est composé de plusieurs rayonnements qui

oscillent dans des plans différents et qui sont déphasés les uns par rapport aux autres. Si l'on regarde évoluer la résultante de leurs vecteurs de champ électrique, dans le plan perpendiculaire à la propagation, celle-ci trace une ellipse, d'où son appellation. La polarisation circulaire est un cas particulier de la polarisation elliptique où la norme de la somme des vecteurs de champs électriques a une valeur constante sur un « tour » complet, traçant ainsi un cercle plutôt qu'une ellipse.

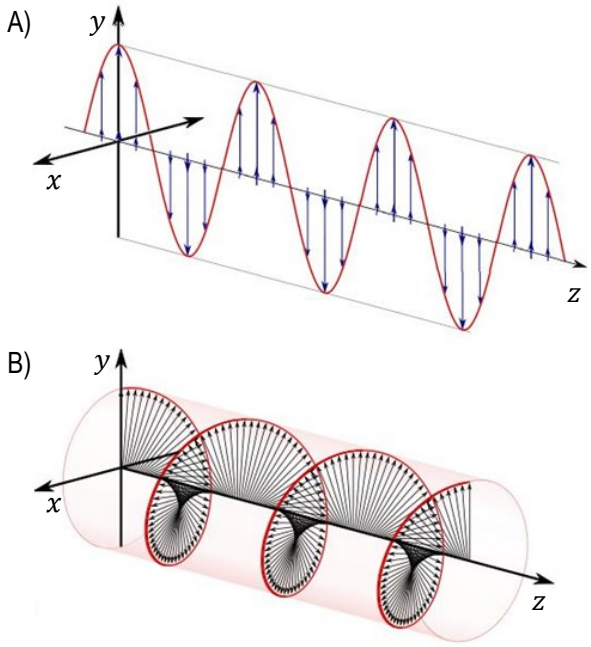


Figure 4: Polarisation d'une onde continue

Les images ci-contre [10] montrent des rayonnements continus dont le champ électrique est représenté de manière discrète par les flèches (bleues) et continue par la ligne (rouge). En A), le champ électrique oscille seulement dans l'axe « y » sur le plan « yz », il est donc de polarisation linéaire. En B), le vecteur de champ électrique a une amplitude constante mais tourne autour de l'axe de propagation « z ». Sa projection sur le plan « xy » trace ainsi un cercle et on qualifie donc sa polarisation de circulaire.

2.4. Phénomènes reliés aux rayonnements

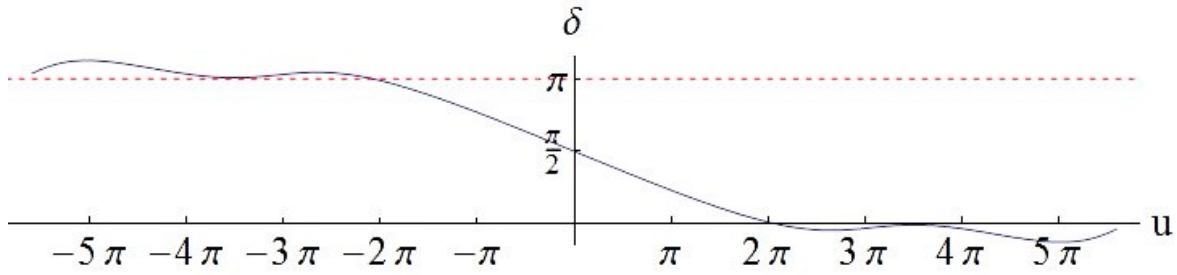
2.4.1. Le changement de phase Gouy

Louis Georges Gouy fut le premier à remarquer, en 1890 [11], qu'en utilisant le modèle de propagation d'ondes de Huygens-Fresnel, un front d'onde sphérique focalisé subit un changement dans sa région focale: sa phase change de π lorsqu'il traverse le foyer. Dans le même article, il vérifia par expérience la validité du phénomène à l'aide d'un montage similaire à l'expérience de Fresnel des deux miroirs, mais en changeant l'un des miroirs plans par un miroir convexe pour obtenir une focalisation du faisceau.

Dans l'expérience de Fresnel, faite avec 2 miroirs plans, la frange d'interférence centrale est brillante alors que la même expérience exécutée en remplaçant un miroir plan par un miroir convergent produit une frange centrale sombre. La présence du miroir concave induit une interférence destructive là où elle était constructive en l'absence de focalisation, ce qui montre que le faisceau focalisé subit bel et bien un changement de phase de π. Le modèle de Huygens-Fresnel, même s'il n'était pas encore rigoureusement expliqué, avait donné une prédiction correcte.

Grâce aux travaux de Fresnel, Kirchoff, Rayleigh et Sommerfeld [12, p.632], on peut aujourd'hui utiliser le modèle de Huygens-Fresnel avec une bonne rigueur mathématique (voir Annexe 1). Les calculs par cette méthode montrent très bien le changement de phase induit par la focalisation d'un faisceau (Figure 5).

Figure 5: Anomalie de phase (Gouy phase shift)



Graphique de l'anomalie de phase en fonction de la position « u » près de l'origine. On observe un changement de phase d'une valeur de π à la traversée de l'origine.

Cette méthode de calcul comporte plusieurs approximations et est valide sur un domaine restreint. Plus tard, des calculs exacts montrèrent que, pour un faisceau gaussien focalisé dont le foyer est placé à l'origine, l'avance de phase s'exprime comme [13]:

$$\phi(z) = \text{Arctan}\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (5)$$

où « z » est la direction de propagation et « z_R » est la longueur de Rayleigh. Suite au développement de la mécanique quantique et de la technologie laser, on observa ce phénomène dans les faisceaux gaussiens et on put l'expliquer comme un effet géométrique [14]. Siegman interprète les résultats mathématiques obtenus par les postulats quantiques (Annexe 1) comme une diminution locale du vecteur de propagation « k_z » dans la région focale [12, p.682-685]. Par la définition de la vitesse de phase d'un signal :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} \quad (6)$$

il en déduit que la diminution de « k » augmente la vitesse de phase. Comme la phase devient plus rapide et que la propagation en « z » est diminuée, la phase prend de l'avance sur le signal et cette avance est d'une valeur totale de π après une focalisation.

Selon l'interprétation de Bohm [15], c'est le changement d'impulsion d'une particule quantique qui entraîne une modification de sa phase. La diminution de p_z serait produite par la traversée d'un « potentiel quantique » Q par le front d'onde, un peu à la manière d'une particule classique subissant un ralentissement après avoir franchi une barrière de potentiel. Dans le cas d'une focalisation, par contre, la barrière de potentiel est due uniquement aux conditions aux frontières générées par le confinement de photons dans un espace réduit. Il fait le parallèle avec le cas d'une particule quantique traversant un tube de longueur « L » pour laquelle le déphasage s'exprime comme une fonction de « L » et «Δp» [15]:

$$\Delta\varphi = \text{L}\Delta\text{p} \quad (7)$$

2.4.2. La force pondéromotrice

Lorsqu'une particule chargée et libre se trouve en présence d'un rayonnement, elle se fait accélérer par le champ électromagnétique de ce dernier. Cela s'explique par le potentiel, auquel on attribue le nom de potentiel pondéromoteur, ressenti par la particule pendant le passage du signal. Par le fait même, la particule ayant changé de vitesse aura subi une variation d'énergie cinétique, ce qui a pour effet de transformer le spectre énergétique détecté en lui faisant subir une translation sur l'axe des énergies. Ainsi, l'énergie totale d'électrons détectés lors d'une expérience de photo-ionisation s'exprime comme [16, p.328]:

$$K_{\text{totale}} = U_p + \frac{1}{2} m_e \langle v \rangle^2 \tag{8}$$

où U_p représente l'énergie pondéromotrice, m_e est la masse de l'électron et $\langle v \rangle$ est la vitesse de l'électron moyennée sur un cycle optique du rayonnement.

Le calcul classique du mouvement moyen d'un électron dans un champ électromagnétique oscillatoire fut exécuté par T.W.B. Kibble [17]. Il utilisa pour ce faire la notation tensorielle des équations de l'électrodynamique. Il arriva à une expression de U_p :

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4 m_e \omega^2} \tag{9}$$

qui peut aussi s'écrire en fonction de l'intensité du rayonnement :

$$U_p = \frac{2\pi e^2 I}{m_e c \omega^2} \tag{10}$$

où I est l'intensité du rayonnement et ω est sa fréquence angulaire.

Comme la force appliquée à un objet dans un potentiel dépend de l'opposé du gradient de ce potentiel et que l'énergie pondéromotrice est en fait un potentiel électromagnétique causé par le rayonnement, on peut définir une « force pondéromotrice » comme :

$$F_p = -\nabla U_p = -\frac{e^2}{4 m_e \omega^2} \nabla E_0^2 \tag{11}$$

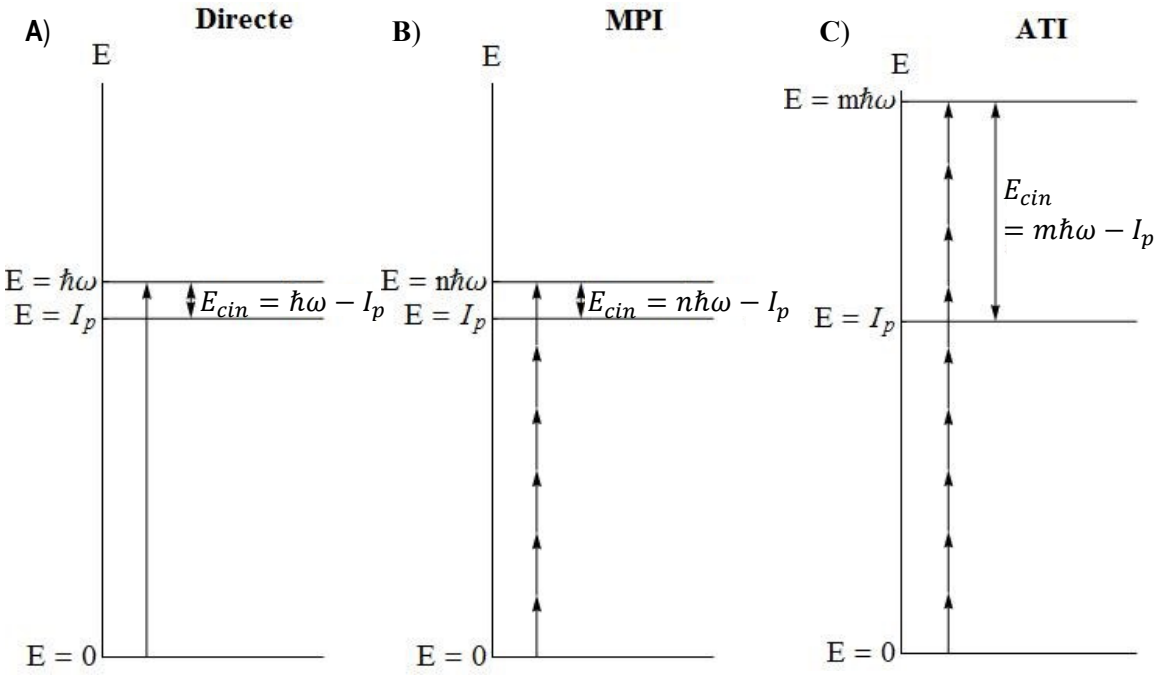
2.4.3. Ionisation multiphotonique

La force pondéromotrice s'applique à une particule chargée, par exemple un électron libre fraîchement éjecté d'un atome. C'est par le processus d'ionisation que les électrons se font éjecter des atomes et celui-ci peut se produire de plusieurs manières. Dans le cas d'un rayonnement électromagnétique, qu'il soit continu ou pulsé, l'ionisation peut se produire par absorption de photons (Figure 6).

L'ionisation par un seul photon se produit à très basse intensité pourvu que le photon ait une énergie ($\hbar\omega$) plus élevée que l'énergie de liaison de l'électron avec l'atome (I_p). Dans le cas de l'hydrogène par exemple, un photon UV avec une énergie de plus de 13,6 eV suffit à exécuter l'ionisation simple (ou directe).

Lorsque l'intensité du rayonnement atteint des valeurs de l'ordre de $10^{12} W/cm^2$, la densité de photons rend non-nulle la probabilité d'absorption de plusieurs photons simultanément; on parle alors d'ionisation multiphotonique. Si l'atome absorbe un nombre « m » de photons plus grand que le nombre minimum « n » de photons nécessaires à son ionisation, on parle alors d'ionisation au-dessus du seuil ou ATI (Above Threshold Ionization). Ce type d'ionisation est couvert plus en détail dans la section suivante.

Figure 6: Schémas d'ionisation simple et multiphotonique



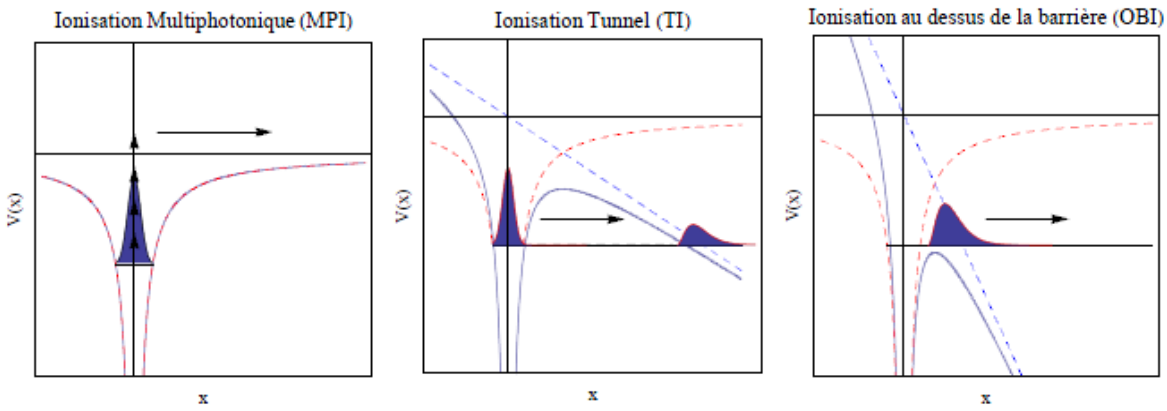
L'ionisation directe (A) montre qu'avec seulement un photon d'énergie supérieure à I_p, l'ionisation se produit et génère un électron d'énergie cinétique équivalente à la différence entre l'énergie du photon et I_p. Le processus multiphotonique (B) utilise plusieurs photons d'énergie moins grande que I_p, ce qui peut donner un résultat similaire à ce qui est produit en (A). Le processus ATI montre que l'électron éjecté absorbe plus de photons que le minimum nécessaire pour l'ionisation : $m > n$. L'énergie de cet électron est proportionnelle au nombre de photons absorbés moins l'énergie minimale d'ionisation I_p.

2.4.4. Ionisation tunnel

Un atome peut être représenté par un puits de potentiel électrique dans lequel se trouvent les électrons qui y reposent sur des niveaux discrets. Ce puits de potentiel se déforme en présence de champ électrique externe.

Un rayonnement laser peut donc, lorsque son intensité atteint une valeur de l'ordre de $10^{14}\,W/\mathrm{cm}^2$, pour une longueur d'onde de 800 nm, déformer un potentiel atomique au point qu'il permet à un ou plusieurs électrons d'en sortir (Figure 7). Il s'agit ainsi d'un type d'ionisation différent de celui énoncé plus haut qui met en jeu l'intensité du champ électrique du rayonnement plutôt que l'énergie individuelle de ses photons.

Figure 7: Processus d'ionisations dépendant de l'intensité



Graphiques illustrant les processus d'ionisation multiphotonique, tunnel et au-dessus de la barrière. La courbe solide bleue représente le potentiel réel, la courbe bleue pointillée représente le champ électrique, la courbe rouge pointillée représente le potentiel coulombien non modifié et le paquet d'onde électronique est représenté par la fonction à remplissage bleu. ([30], figure 2.4)

La Figure 7 montre trois cas possibles d'ionisation distincts; tout d'abord l'ionisation multiphotonique (MPI), la seule à se produire si l'intensité est faible par rapport au potentiel coulombien. Lorsque l'intensité s'élève, le potentiel coulombien s'incline et forme une barrière de potentiel entre le paquet d'ondes électronique et le continuum. Par effet tunnel, l'électron peut donc se retrouver hors de l'atome, ce que l'on appelle l'ionisation tunnel (TI). L'ionisation au-dessus de la barrière (OBI) se produit lorsque l'intensité est si élevée que la barrière de potentiel se retrouve sous le potentiel de liaison de l'atome.

Pour connaître les régimes d'ionisation pouvant exister dans un système atomique, nous avons recours au paramètre de Keldysh qui se définit à partir des propriétés du rayonnement, soient la fréquence de la radiation (ω), la force du champ (F) et l'énergie d'ionisation (I_p) [18] selon :

$$\gamma(u.a.) = \frac{\omega}{\omega_t} = \sqrt{\frac{I_p(u.a.)}{2U_p(u.a.)}} = \frac{\omega\sqrt{2I_p(u.a.)}}{F(u.a.)} \quad \textbf{(12)}$$

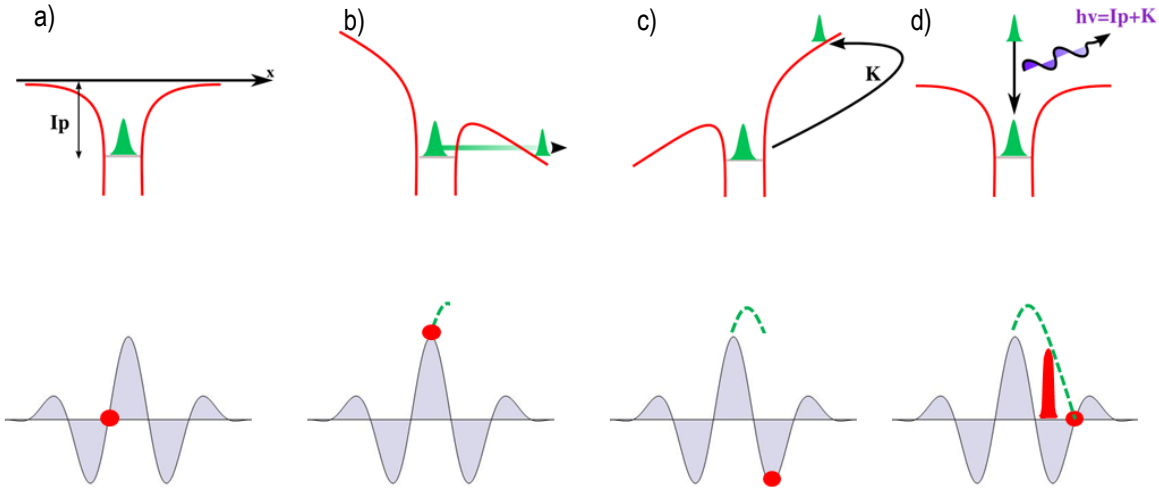
où γ est le paramètre de Keldysh et $\omega_t$est la « fréquence tunnel », c'est-à-dire l'inverse du temps τ_t que l'électron prend à traverser le potentiel ($\omega_t = 1/\tau_t$). Les (u.a.) signifient que l'équation est exprimée en unités atomiques.

Si $\gamma > 1$, l'ionisation multiphotonique domine, nous avons donc affaire à la première situation présentée dans la Figure 7. Inversement, lorsque $\gamma < 1$, c'est plutôt l'ionisation tunnel qui est prépondérante, donc le graphique du milieu dans la même figure. Dans le cas où $\gamma \sim 1$, les deux phénomènes sont suffisamment importants pour que l'on doive les considérer ensemble dans les calculs de taux d'ionisation.

2.4.5. Phénomène de rediffusion

Lorsque l'électron se retrouve éjecté adiabatiquement de l'atome, par ionisation tunnel, il est soumis directement au rayonnement qui a provoqué cet état, il subit donc la force pondéromotrice. Corkum a imaginé en 1993 [19] un processus selon lequel l'électron libéré pourrait retourner vers son atome parent en étant accéléré par le champ électrique du laser qui change de direction après $1/2$ cycle optique. Il appela ce procédé le « rescattering », que l'on traduit par « rediffusion ». L'énergie cinétique maximale que l'électron peut accumuler par ce procédé est de $3{,}17\ U_p$.

Figure 8: Schéma du processus de rediffusion

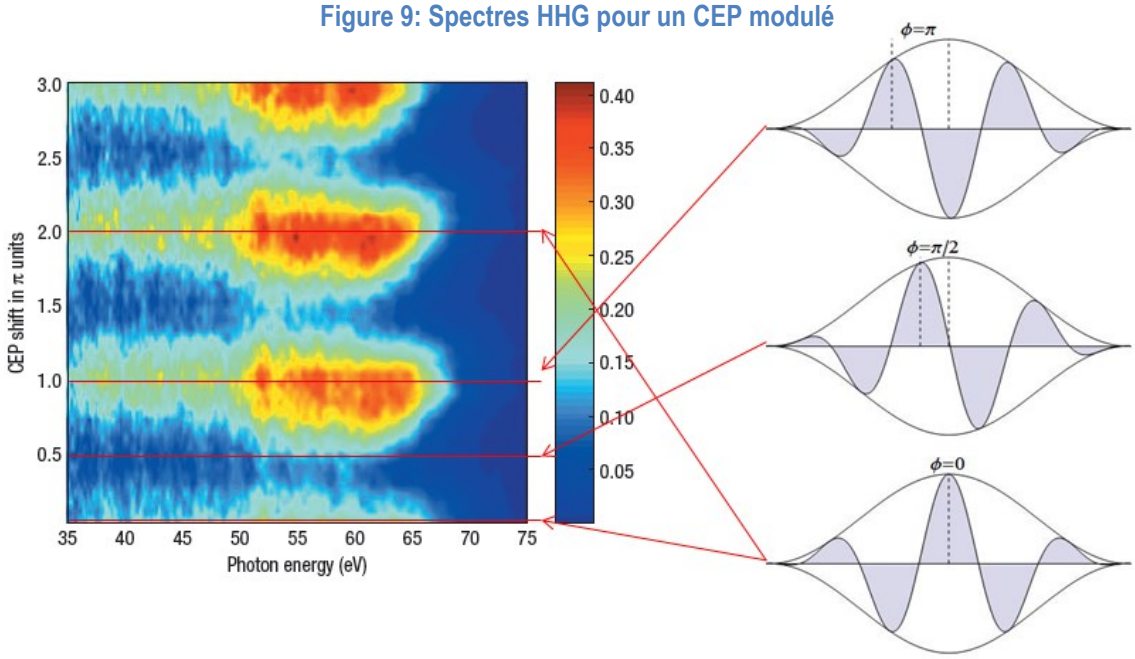


En a), l'atome est soumis à un champ électrique nul, son potentiel électrostatique n'est donc pas perturbé. Lorsque le champ électrique est près d'une valeur maximale (b), la TI peut se produire et des électrons se retrouvent dans le continuum. Après le changement de direction du champ, l'électron est accéléré vers l'atome dont il est originaire (c) et peut recombiner avec ce dernier (d) en émettant la totalité de l'énergie cinétique accumulée, additionnée de son énergie de liaison, sous forme d'un photon de haute fréquence. [19]

Lorsque l'électron retrouve son atome avec une énergie accumulée, plusieurs phénomènes ont la possibilité de se produire. Une réabsorption de l'électron par l'atome (Figure 8) est l'une de ces possibilités. Le cas échéant, un photon d'énergie $\hbar\omega = I_p + K$, où K est l'énergie cinétique accumulée, sera émis au moment de la recombinaison. Les moments de « naissance » et de recombinaison des électrons rediffusés diffèrent d'une émission à l'autre. Une petite différence de temps à la naissance ou à la combinaison influence grandement l'amplitude du champ électrique subie par l'électron, donc l'énergie cinétique qu'il accumule par la force pondéromotrice hors de l'atome. Cela mène à la génération de tout un spectre photonique par le processus que l'on nomme la génération d'harmoniques d'ordre élevé (HHG).

Tout comme les harmoniques émises par rediffusion dépendent des « positions » de naissance et de recombinaison à l'intérieur de l'impulsion, le spectre harmonique entier se trouve modifié par une translation du signal à l'intérieur de l'enveloppe, la définition même du CEP. Une étude publiée en 2006 [20] montre la très grande différence d'intensité entre les spectres harmoniques émis en réaction à l'ionisation par impulsions ultrabrèves dont la phase absolue est modulée.

Figure 9: Spectres HHG pour un CEP modulé



La figure, tirée de [20], montre une relation entre l'intensité des spectres émis dans les harmoniques d'ordre élevé et la phase absolue modulée. Les représentations d'impulsions avec leurs phases respectives sont associées aux positions correspondantes sur la figure. Il est à noter qu'un φ_{CEP} de 2π donne à une impulsion exactement la même forme que si sa valeur est de 0. Ces résultats sont obtenus par une expérience d'injection d'impulsions de $5\ fs$ dans un gaz de néon.

La Figure 9 montre que les spectres se reproduisent avec une périodicité de π sur la valeur de φ_{CEP}. On y voit aussi la différence d'intensité qui existe pour différentes valeurs de phase. Dans la même publication, les auteurs obtiennent aussi comme résultats que pour une impulsion dont $\varphi_{CEP} = \pi/2 + n\pi$, le spectre montre des harmoniques bien distinctes, situation qui génère un train d'impulsions AS, alors que lorsque la valeur de φ_{CEP} s'approche d'un multiple entier de π, les spectres tendent à devenir continus, condition sous laquelle sont générées les AS isolées. La génération d'HHG étant un facteur limitant de la production des AS, il est primordial de mesurer le CEP pour être capable de les contrôler et d'assurer leur reproductibilité.

2.5. Ionisation au-delà du seuil (ATI)

Une autre possibilité suite à une rediffusion est que l'électron revisite son atome en entrant en collision élastique avec ce dernier. Cela a pour effet de perturber les états électroniques de l'atome et peut provoquer l'éjection d'autres électrons; c'est une autre manière de produire des ATI que l'on dit non-séquentielle.

Pour comprendre ce qu'est une ionisation non-séquentielle, nous pouvons écrire les processus d'ionisation montrés dans la Figure 6: Schémas d'ionisation simple et multiphotonique, sous forme d'équations stœchiométriques, en commençant par l'ionisation simple (Figure 6-A) provoquée par un photon d'énergie $\hbar\omega$ supérieure à l'énergie d'ionisation I_p de l'atome :

$$A + \hbar\omega \rightarrow A^+ + e^- \tag{13}$$

De la même manière, on exprime l'ionisation multiphotonique (MPI) à « n » photons (Figure 6-B) comme :

$$A + n\hbar\omega \rightarrow A^+ + e^- \tag{14}$$

Un processus non-séquentiel s'exprime plutôt comme une séquence d'étapes dépendantes l'une de l'autre. Ainsi, l'ionisation ATI non-séquentielle s'écrirait comme la séquence :

$$\begin{aligned} A &\xrightarrow{tunnel} A^+ + e^-, \\ A^+ + e^- + K &\rightarrow A^{2+} + 2e^- \end{aligned} \tag{15}$$

Rappelons que l'ionisation tunnel (TI) commence à se produire lorsque les impulsions atteignent un régime d'intensité de $10^{14}\ W/cm^2$; le champ électrique déforme alors le potentiel coulombien de l'atome tel que montré à la Figure 7, ce qui engendre les phénomènes de rediffusion. Les sous-sections suivantes montrent de quelle manière le modèle de rediffusion fut élaboré comme processus non-séquentiel pour expliquer les phénomènes que l'on y décrit.

2.5.1. Ionisation séquentielle et non-séquentielle

L'Huillier *et al.* notèrent qu'avec des impulsions de $50\ ps$, d'une longueur d'onde de $0.53\ \mu m$ et à une intensité de près de $10^{12}\ W/\mathrm{cm}^2$, l'atome de xénon peut absorber suffisamment d'énergie pour provoquer sa double ionisation [21]. Cette double ionisation fut imaginée comme ayant deux canaux possibles. Le premier se modélise comme l'ionisation directe par absorption de « n » photons (15 dans le cas du xénon):

$$A + n\hbar\omega \rightarrow A^{2+} + 2e^- \tag{16}$$

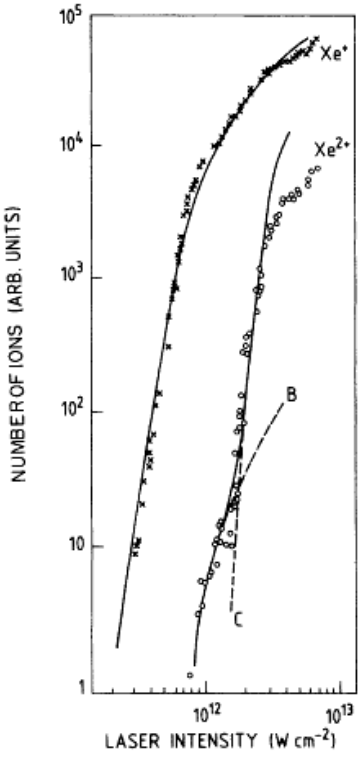
Le second est une ionisation simple à « n » photon suivie d'une seconde ionisation simple à « m » photons ($6 + 10$ photons pour le xénon) :

$$A + \mathrm{n}\hbar\omega \rightarrow A^{+} + e^{-}, \qquad A^{+} + \mathrm{m}\hbar\omega \rightarrow A^{2+} + 2e^{-} \tag{17}$$

Le premier canal d'ionisation est de type direct tandis que le second est caractérisé de séquentiel puisque le processus s'opère par étapes. L'Huillier explique dans son article [21] que les deux canaux sont empruntés lors d'une expérience où l'on mesure la quantité d'ions produits en fonction de l'intensité du laser. Par la définition de trois équations de taux, une pour l'ionisation simple, une pour l'ionisation double directe et la troisième pour l'ionisation double séquentielle, elle obtient des courbes qui suivent bien le comportement des données expérimentales (Figure 10). On observe d'ailleurs les deux régimes de seconde ionisation assez distinctement.

Figure 10 : Taux d'ionisation du xénon

Taux d'ionisation du xénon tiré de [21]. Les courbes « B » et « C » représentent l'ionisation double directe et séquentielle, respectivement



Par la suite, P.B. Corkum élabora un modèle qu'il qualifia de « quasistatique » qui se base sur le retour de l'électron de première ionisation vers son atome parent [19]. On l'appellera plus tard son « modèle de rediffusion » (rescattering model). Plus précisément, celui-ci consiste en une ionisation simple par effet tunnel d'un électron pendant le premier demi-cycle d'oscillation du champ radiatif. L'électron a alors une énergie nulle et est accéléré par le champ électrique.

Lorsque ce champ est linéairement polarisé, l'électron est ensuite réaccéléré vers son ion parent par le changement de signe du champ électrique (après $1/2$ cycle). Il entre en collision avec un électron sur les couches externes de l'ion et le libère ainsi tout en continuant son chemin, ce qui résulte en l'ionisation double de l'atome parent. Dans le cas où le champ n'est pas polarisé linéairement, l'électron est accéléré ailleurs que vers son ion parent, ce qui aboutit à une non-occurrence de la seconde ionisation par rediffusion.

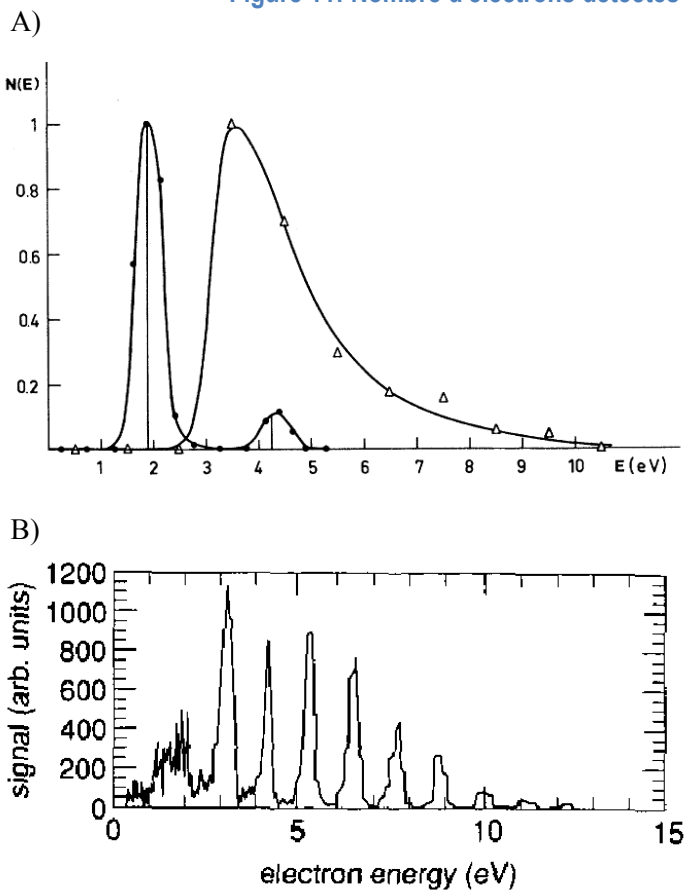
2.5.2. Description des ATI

On qualifie d'ATI (Above Threshold Ionisation) l'ionisation qui s'effectue par l'absorption d'un nombre « m » de photons supplémentaires au nombre « n » de photons minimum requis pour extraire l'électron (Figure 6).

Puisque l'intensité du rayonnement dépend directement de la densité de photons, il est plus probable pour l'électron d'absorber une grande quantité de photons lorsque l'intensité du laser est élevée. Tous les photoélectrons émis lors d'une impulsion n'absorberont pas la même quantité de photons. De plus, selon l'énergie des photons, il en faudra un nombre plus ou moins grand pour que cette ionisation se produise. Puisque différents photoélectrons ATI peuvent avoir absorbé un nombre « m » différent de photons, on peut s'attendre à ce que le spectre électronique rende observable une distribution de pics de détection séparés par l'énergie d'un photon.

P. Agostini *et al*. sont les premiers à avoir rapporté la mesure d'électrons provenant d'ionisations multiphotoniques du xénon à plus de 6 photons [22]. Ils y parvinrent grâce à un laser au Nd^{+++}-verre produisant des impulsions de 12 ns, d'une longueur d'onde de 1.06 µm et à une intensité d'environ $4 \times 10^{13}\ \mathrm{W/cm^2}$. Ils ont focalisé le faisceau laser dans un gaz de xénon pour en recueillir le spectre photoélectronique, puis répétèrent l'expérience à l'aide d'un cristal de KDP, pour doubler la fréquence des photons. Leur énergie passait ainsi de 1.17 eV à 2.34 eV et l'intensité du faisceau passé dans le KDP était réduite à $8 \times 10^{12}\ W/\mathrm{cm^2}$. L'énergie d'ionisation du xénon étant de 12.27 eV, il faut 11 photons ou 6 photons doublés pour provoquer l'ionisation. Les résultats de cette expérience sont recueillis dans la Figure 11.

Figure 11: Nombre d'électrons détectés en fonction de leur énergie



A) [22] Les données représentées par des triangles sont obtenues avec les photons de 1.17eV tandis que les cercles sont obtenus avec les photons à fréquence doublée. Dans le premier cas, un seul pic apparaît. Pour les photons de 2.34eV, on observe 2 pics distincts séparés de l'énergie d'environ un photon. Le décalage des pics vers les énergies plus élevées est causé par la force pondéromotive. **B**) [16, p.326] Expérience répétée avec des impulsions de 100ps, d'une longueur d'onde centrale de 1.06µm et à une intensité de $2\text{x}10^{13}\text{W/cm}^2$. On observe clairement les 9 pics ATI qui sont tous séparés par 1.16eV. Le pic d'ionisation directe semble affaissé par rapport à ceux d'ordre plus élevé tellement ceux-ci prennent de l'ampleur.

La position du pic de 1.17 eV dans la Figure 11-A) est d'environ 4 eV, ce qui est beaucoup plus élevé que l'énergie d'un seul photon. Ce décalage est expliqué par l'accélération des électrons libres due à la force pondéromotrice. Dans cette expérience, comme l'intensité est élevée, l'approximation des hautes intensités est utilisée pour montrer que l'énergie maximale qu'un électron peut acquérir par le champ radiatif est de :

$$E_{\max}[\text{eV}] = 1.048 \times 10^{-13} I[W/\text{cm}^2] \quad \textbf{(18)}$$

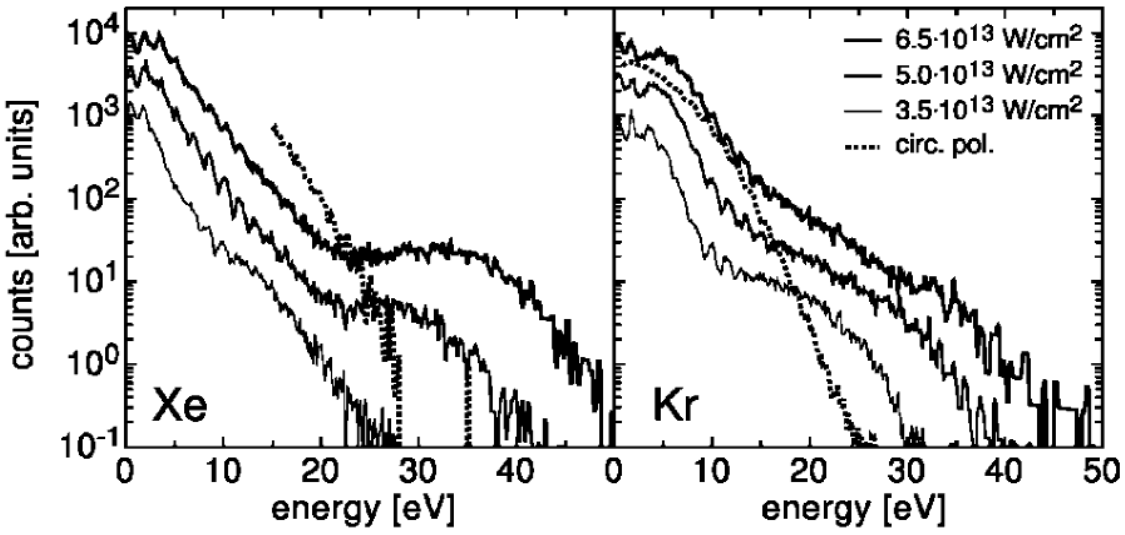
Lorsque l'on applique les intensités mesurées à ce résultat, on obtient un décalage énergétique maximal de 4.192 eV pour les photons d'intensité de $4 \times 10^{13}\ W/cm^2$ et de 0.83 eV pour le rayonnement d'intensité de $8 \times 10^{12}\ W/cm^2$. Lorsque l'on regarde le décalage des spectres de la Figure 11, il est évident que c'est le potentiel pondéromoteur qui décale les pics énergétiques.

2.5.3. Spectres ATI de haute énergie

Les spectres ATI qui résultent d'interaction entre la matière et les impulsions ultrabrèves ont une apparence bien distincte; ils débutent par une chute rapide du nombre de comptes en fonction de l'énergie, puis la pente se redresse pour former une structure que l'on appelle le « plateau » (Figure 12). Après le plateau, il y a coupure abrupte du spectre. On reconnait la structure ATI par la longue extension du spectre dans les hautes énergies qui seraient inatteignables autrement que par absorption multiphotonique.

La forme de ce spectre dépend de plusieurs facteurs. L'intensité des impulsions, lorsqu'elle augmente, provoque un glissement et un allongement du spectre vers les hautes énergies et augmente le nombre d'ionisations dans le volume focal. Le glissement est provoqué par l'énergie pondéromotrice proportionnelle à I, l'augmentation du nombre d'ionisations est provoquée par l'augmentation du volume focal qui atteint l'intensité minimale d'ionisation tandis que le prolongement du spectre est un effet de l'accroissement du nombre et de la probabilité de rediffusions.

Figure 12: Spectres ATI du xénon et du krypton

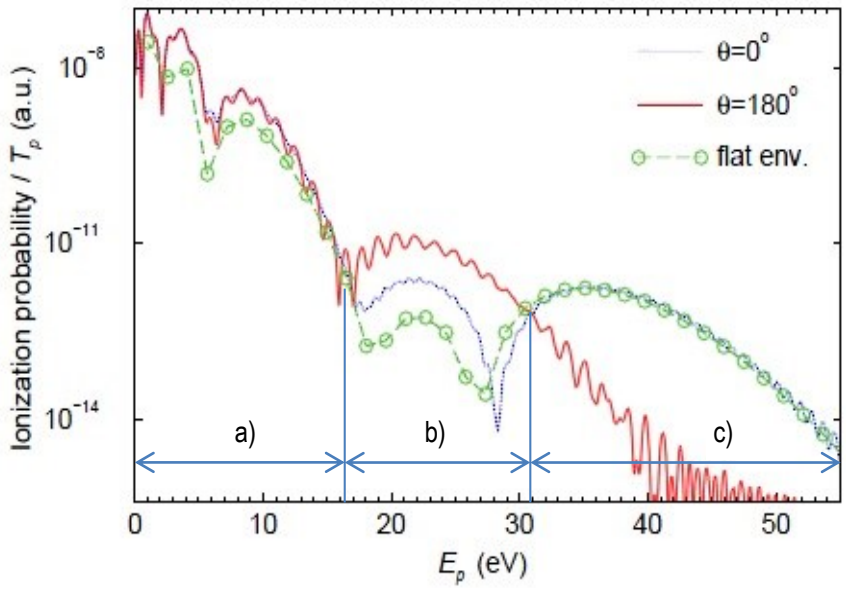


Spectres énergétiques totaux des photoélectrons produits par l'interaction d'impulsions laser et de deux gaz mono-atomiques, le xénon et le krypton, tirés de [23]. Les courbes sont tracées pour différentes intensités d'impulsions de 7 fs à 8 fs et de polarisation linéaire (excepté courbes en pointillé qui sont en polarisation circulaires).

La polarisation influence l'existence du plateau. Comme le montre la Figure 12, les impulsions de polarisation circulaire ne génèrent aucun plateau, au contraire des impulsions de polarisation linéaire. Cela est dû à la

nature du phénomène de rediffusion; celui-ci peut provoquer de la double ionisation non-séquentielle à condition que l'électron émis retrouve son atome parent. Dans le schéma classique d'accélération de l'électron par le champ électrique oscillant, il sera accéléré dans le sens de ce dernier. Si le champ oscille dans un plan, l'électron peut retrouver son atome tandis que la polarisation circulaire le fait accélérer dans des directions changeantes, prévenant ainsi toute chance de retourner à son atome.

Figure 13: Spectre ATI avec résolution angulaire



Spectres ATI théoriques à 0° et à 180° produits pour une impulsion laser de 4 cycles optiques (~5 fs), d'enveloppe en sin^2, avec une intensité de $6 \times 10^{13}\, W/cm^2$ et une longueur d'onde centrale de 800 nm envoyée dans une cible de krypton [5]. $\varphi_{CEP} = 0°$ et les directions de détection sont parallèles au champ électrique polarisé linéairement. Pour comparaisons, le spectre produit par un rayonnement de durée infinie avec les mêmes propriétés est aussi montré (flat env.). Les zones a), b) et c) sont reconnues comme étant respectivement la zone d'ionisation directe, la zone de rediffusion de basse énergie et la zone de rediffusion de haute énergie. Les domaines de ces zones varient d'un atome à l'autre et en fonction des propriétés des impulsions.

Nous observons aussi une perte de définition des pics ATI tels que montrés à la Figure 11. La perte en définition est due principalement à l'ampleur du potentiel pondéromoteur qui prend une valeur de $\sim 6\, eV$ à une intensité de $10^{14}\, W/cm^2$ pour une longueur d'onde $\lambda = 800\, nm$. La valeur de U_p est alors bien supérieure à celle des photons qui ont alors $\sim 1{,}56\, eV$, ce qui veut dire qu'à toutes les surfaces d'iso-intensité de $10^{14}\, W/cm^2$ et plus, le décalage énergétique d'un photoélectron par rapport à son pic ATI peut être ~4 fois plus grand que l'énergie $(\hbar\omega)$ qui sépare habituellement deux pics. Comme expliqué par Grasbon et

Paulus [23], il n'y a à ce moment aucune raison de supposer que les pics ATI sont résolus, ce qui est effectivement observé. Cette perte de résolution apparaît aussi bien pour les impulsions courtes que les longues, pourvu que U_p soit suffisamment élevé.

La durée des impulsions influence surtout l'importance de la phase absolue. En effet, des impulsions d'une durée allant jusqu'à 500 fs [24] produisent un plateau, mais de 7 fs à 40 fs, la phase absolue n'influence qu'environ 10 % des photoélectrons produits [23]. En deçà de 7 fs (à 800 nm), φ_{CEP} prend énormément d'importance puisque la durée de l'impulsion devient comparable à celle d'un cycle optique. Un autre effet direct de la phase, qui apparaît lorsque les impulsions sont de quelques cycles optiques, est l'importante asymétrie bidirectionnelle des spectres ATI avec résolution angulaire (Figure 13).

3. Mesures de la phase absolue

Il fut démontré jusqu'à maintenant que la valeur de φ_{CEP} des impulsions de quelques cycles optiques a une influence importante sur la production de spectres XUV, qui sont nécessaires pour générer des impulsions AS. Il est donc nécessaire de contrôler la phase absolue afin de produire des impulsions AS plus régulières et optimales. La première étape menant à la modulation de ce paramètre est de le mesurer, bien que son contrôle, ou plutôt sa stabilisation soit possible sans en connaître la valeur.

Nous abordons dans cette section diverses techniques de contrôle et de mesure de la phase pour terminer avec celle que nous privilégions.

3.1. Les premières mesures de phase

Xu *et al.* [3] ont été parmi les premiers à proposer une manière de mesurer la variation de la phase. Dans leur expérience, ils produisent des impulsions de moins de 10 fs avec un oscillateur à Ti :Saphir en anneau et à blocage de mode (mode-locked). Ils se servent d'un autocorrélateur de type Michelson qui mesure la corrélation croisée de chaque impulsion avec la précédente. Pour chaque paire d'impulsions, la figure interférométrique montre l'intensité et la position des franges par rapport au centre de l'enveloppe d'interférence. La différence de CEP d'une impulsion à l'autre est ainsi mesurée par l'analyse du déplacement spatial des franges d'interférence par rapport au motif initial. Malheureusement, cette technique ne permettait pas de conserver la stabilisation de phase pour plus de quelques microsecondes. Cette instabilité est causée par la contribution de l'intensité aux délais de phase et de groupe qui font varier rapidement la phase absolue, empêchant ainsi sa stabilisation après quelques impulsions [25, section III-D].

Se basant sur une approximation voulant que le taux d'ionisation quasistatique dépende du champ électrique instantané et que, dans une impulsion ultrabrève, l'amplitude du champ électrique à une position donnée dépende du CEP, un effet de la phase absolue a été calculé pour l'hélium gazeux et pour l'or solide [25, section VII-B]. Cette approximation montre que, dans le premier cas, la proportion d'atomes ionisés par une impulsion où $\varphi = 0$ est identique à celle pour $\varphi = \pi/2$ une fois l'impulsion passée, mais qu'elles sont différentes pendant son passage. Ce résultat sera toutefois contredit par une solution numérique de TDSE faite par Christov en 1999 qui montre que les spectres finaux ont une plus grande sensibilité sur la phase que

lorsque calculés en approximation quasistatique. Pour l'or, la proportion d'atomes ionisés est différente pendant l'impulsion, mais aussi après que celle-ci soit passée. Brabec *et al.* proposèrent d'utiliser ces asymétries pour élaborer un montage qui permettrait la détection directe de φ_{CEP}, par opposition à la mesure relative expliquée en [3]. Cette idée a été exploitée pour fabriquer des phase-mètres à état solide [26], mais ils présentaient tous des problèmes de détection, de mauvaise préparation de surface ou de dommages de surface liés à leur utilisation en présence des impulsions que l'on tentait de mesurer [27].

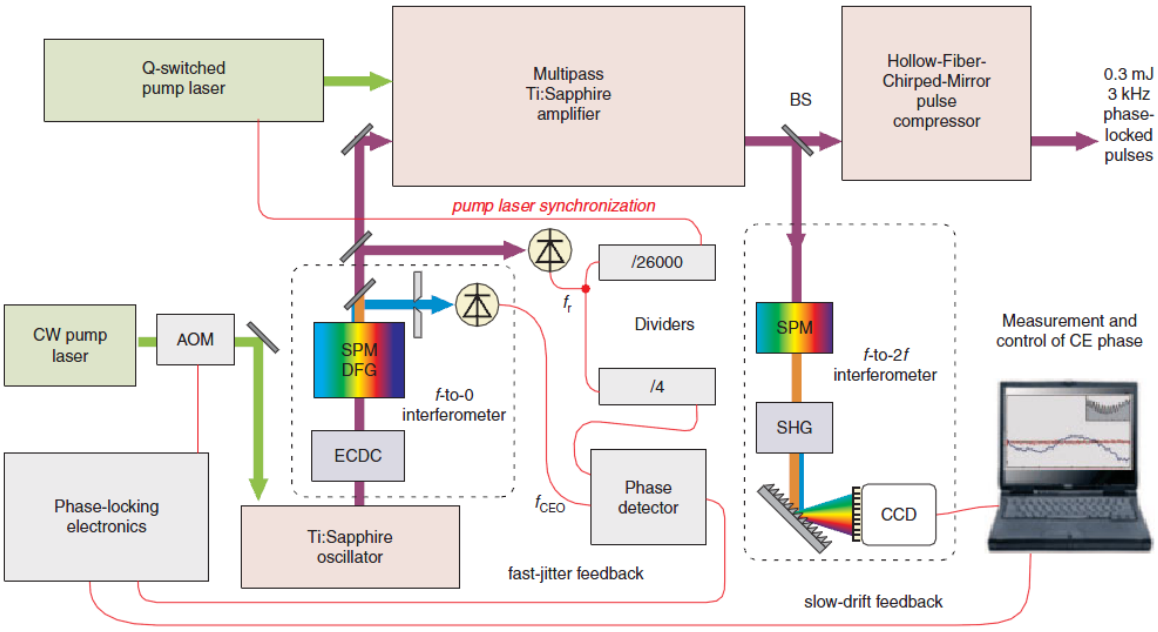
Toujours en recherche d'effets de la phase absolue, en 1998, de Bohan *et al.* [28] font une analyse, par équation de Schrödinger tridimensionnelle dépendante du temps (3D-TDSE), du spectre d'harmoniques d'ordre élevé (HHG) produit par une impulsion de quelques femtosecondes envoyée dans un gaz d'hydrogène. Les impulsions qu'ils simulent dans cet article sont de quelques cycles optiques, 2.5 fs et 5.4 fs à 800 nm, ce qui veut dire que l'intensité varie très rapidement et cela engendre des effets non observables avec des impulsions de 27 fs. Ils obtiennent comme résultat que la structure du spectre HHG est très différente selon le CEP donné à l'impulsion; certaines harmoniques peuvent avoir une amplitude jusqu'à 3 ordres de grandeur moins élevée lorsque le CEP passe de 0 (ou π) à $\pi/2$. Ils élaborent, à partir de ces simulations, une autre méthode de mesure de φ_{CEP} par comparaison de l'amplitude de certains pics harmoniques. Cette technique ne fait toutefois pas la différence entre une phase de 0 et une phase de π puisque le spectre harmonique total émis a une périodicité de π. Une publication de 2006 [20] montre d'ailleurs les résultats expérimentaux du spectre d'émission produit par l'interaction d'un gaz de néon avec des impulsions de 5 fs dont le CEP est modulé (Figure 9). Pour des phases de $n\pi$, on y observe des spectres photoniques presque continus s'étendant jusqu'à $\sim 70eV$ alors que, pour des phases de $(\frac{\pi}{2} + n\pi)$, les spectres s'étendent jusqu'à $\sim 60eV$, ils sont moins intenses et leurs raies spectrales sont mieux définies.

3.2. Contrôle de la phase

Il est possible, sans nécessairement connaître ou mesurer la valeur du CEP, de produire des impulsions dont le profil temporel du champ électrique est semblable d'un tir à l'autre. C'est avec cet objectif en tête que Baltuška *et al.* publient en 2003 une méthode de stabilisation du CEP [4]. Les systèmes laser de l'époque n'avaient jusque-là pas de système de stabilisation de la phase; φ_{CEP} avait donc une valeur aléatoire d'un tir à l'autre, ce qui empêchait la reproduction contrôlée des phénomènes d'interaction, dont la génération d'impulsions AS.

L'appareil qu'ils ont construit comprenait une boucle de rétroaction dite « rapide », qui analyse la variation de phase d'une impulsion sur 4, et une « lente » qui analyse $\Delta\varphi$ d'une impulsion sur 80,000. Chacune est équipée d'un interféromètre « f-2f », un type d'interféromètre qui élargit le spectre initial de l'impulsion par automodulation de phase (SPM) pour ensuite doubler une partie des fréquences, par génération de deuxième harmonique (SHG). Les spectres élargis se superposent partiellement au spectre doublé afin de mesurer des battements, d'où le nom « f-2f ». Les battements entre les spectres sur l'interférogramme et la variation de ces battements sont directement proportionnels à $\Delta\varphi_{CEP}$. Chacune des boucles de rétroaction communique sa mesure à un module de verrouillage de phase qui contrôle la fréquence de décalage du peigne de fréquence, f_{CEO}, en ajustant la puissance du faisceau de pompe transmis par un modulateur acousto-optique (AOM). Le verrouillage de phase obtenu par cette méthode permet de stabiliser φ_{CEP} d'une impulsion à l'autre avec une précision de moins de $\pi/5$ mais ne donne aucune information quant à sa valeur absolue. Les spectres d'impulsions AS généré sont donc à peu près semblables d'un tir à l'autre, mais ne peuvent être « modelés » puisque φ_{CEP} est stabilisé à sa valeur initiale qui est elle-même inconnue.

Figure 14: Montage de deux boucles de rétroactions, f-zéro et f-2f

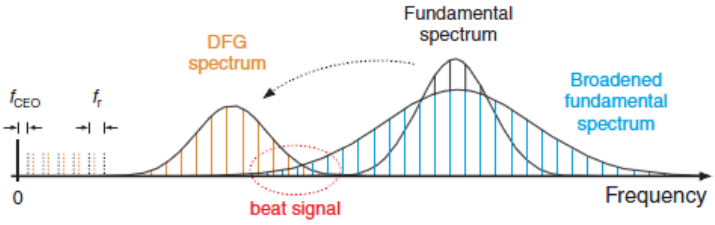


[29, figure 7] La boucle de rétroaction rapide f-zéro est directement dans la sortie de l'oscillateur et permet de s'assurer que la forme des impulsions se répète à toutes les 4 impulsions et est réajustée à toutes les 26000 impulsions par la bouche lente f-2f. ECDC : contrôle de la dispersion extra-cavité, CCD : caméra.

Plus récemment, en 2006, Rauschenberger *et al.* publièrent une technique similaire à la précédente pour stabiliser le CEP qui utilisait la même boucle f-2f comme rétroaction lente, mais introduit une boucle de

rétroaction « f-to-0 » (f-zéro) comme boucle de rétroaction rapide [29]. Cette boucle produit aussi un élargissement par SPM, mais génère un spectre de différence de fréquences (Difference Frequency Generation, DFG) plutôt qu'un spectre SHG (Figure 15). Le spectre DFG est superposé au spectre élargi dans le but d'observer les battements, tout comme dans un f-2f, mais offre l'avantage de demander une moins grande partie de l'énergie des impulsions pour fonctionner et réduit la dérive temporelle du peigne de fréquence (jitter). La valeur RMS de cette dérive est ainsi réduite à 149 mrad ($\sim \pi/7$) autour de la valeur initiale aléatoire du CEP sur une longue période, de l'ordre de plusieurs heures.

Figure 15: Interféromètre f-zéro



Le DFG qui se produit dans l'interféromètre f-zéro génère un spectre de fréquences f_m à partir des fréquences fondamentales $f_n = \mathrm{nf}_r + f_{\mathrm{CEO}}$ de sorte que $f_m = (n_1 f_r + f_{\mathrm{CEO}}) - (n_2 f_r + f_{\mathrm{CEO}}) = (n_1 - n_2) f_r = m f_r$. Ainsi, les fréquences de battements se définissent comme $f_b = \pm|n f_r + f_{\mathrm{CEO}} - m f_r| = k f_r \pm f_{\mathrm{CEO}}$, pour n, m et k entiers.

La plupart des systèmes laser à impulsions femtosecondes modernes utilisent ce dernier type de montage (Figure 14) pour stabiliser la phase absolue φ_{CEP} par le contrôle du décalage du peigne de fréquences f_{CEO}.

3.3. Mesure de φ_{CEP} par stéréodétection du spectre ATI

Le phénomène qui génère les spectres HHG est le même qui donne lieu à la structure de plateau dans l'ionisation ATI, c'est-à-dire la rediffusion. Sans rediffusion, il n'y a pas (ou très peu) d'émission HHG (Figure 8) ni la structure de plateau ATI (Figure 12) [23]. Comme les deux se produisent conjointement et dépendent des mêmes facteurs, il apparaît logique de les utiliser pour mesurer les facteurs qui les engendrent.

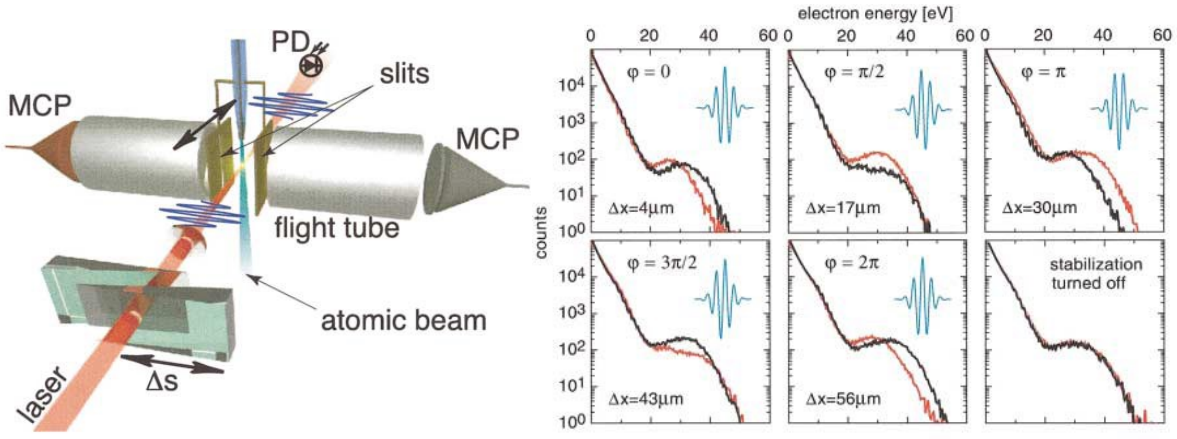
C'est justement en étudiant les spectres ATI produits dans différentes directions (Figure 13) que Milosevic, Paulus et Becker proposèrent en 2003 l'utilisation de ceux-ci, dans la direction de la polarisation des impulsions, comme moyen de déterminer la phase absolue des impulsions qui les ont engendrés [5].

Paulus et son équipe publient plus tard, la même année, les résultats d'une expérience qui démontre l'efficacité de la mesure de φ_{CEP} par la stéréodétection des spectres ATI, article dans lequel ils donnèrent d'ailleurs le nom de « Stéréo-ATI » à cette appareil [31].

L'expérience est faite en prenant compte de plusieurs paramètres et en variant la phase absolue par introduction dans le chemin optique d'une paire de coins de verre. La modulation de phase se fait en ajoutant un délai entre la porteuse et l'enveloppe. L'enveloppe se propage à la vitesse de groupe alors que le signal se déplace à la vitesse de phase de l'impulsion, le passage dans le milieu dispersif provoque donc un glissement de phase à l'intérieur de l'enveloppe sans que l'impulsion soit allongée de manière significative si l'épaisseur de verre est petite.

Des impulsions de 5 fs, 760 nm, d'intensité $\sim 10^{14} W/cm^2$ et stabilisées à la phase sont focalisées dans une cible de xénon froid se trouvant entre deux fentes minces. Le laser est polarisé linéairement, parallèlement au sol et son vecteur de polarisation pointe vers les fentes (Figure 16).

Figure 16: Le premier Stéréo-ATI



À gauche, nous voyons le schéma des parties principales constituant le Stéréo-ATI. Un faisceau laser est focalisé dans une cible gazeuse se trouvant entre deux fentes qui se font face. Au-delà des fentes se trouvent les tubes de dérive au bout desquels sont placés les détecteurs.

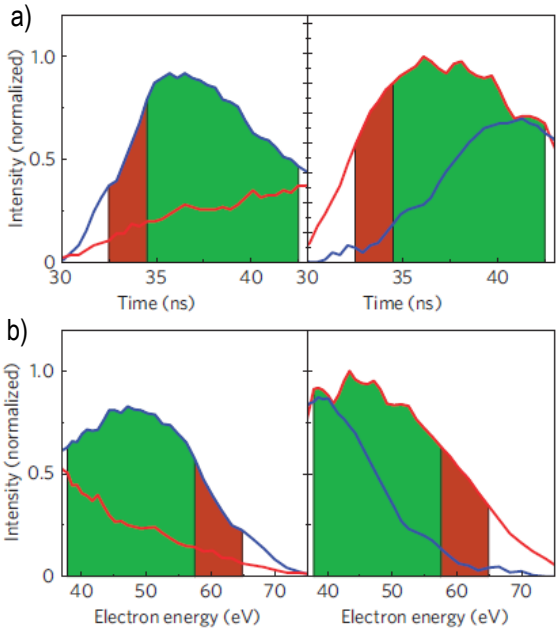
À droite se trouvent des spectres observés et la phase qui est associée à cette paire de spectres. Les spectres en noir sont produits par le MCP de droite et ceux en rouge par le MCP de gauche. Δx représente l'épaisseur de verre ajouté dans le parcours du laser. Tirés de [31].

Deux spectromètres à temps de vol, protégés magnétiquement et électriquement par des tubes de mu-métal, se font face et sont symétriques par rapport au milieu focal. Les fentes minces sont les portes d'entrée de ces spectromètres à temps de vol et permettent de sélectionner la zone focale de laquelle on veut mesurer les photoélectrons. L'utilisation des spectromètres est nécessaire puisque l'on veut que les spectres enregistrés aient une résolution énergétique. La détection des photoélectrons est faite par des MCP se trouvant à l'extrémité des spectromètres.

Connaissant l'épaisseur de verre Δx traversée dans chaque prise de données, la phase absolue est connue et les spectres peuvent être comparés connaissant la valeur de φ_{CEP} qui leur est associé. Cette expérience fait la preuve que l'asymétrie gauche-droite des spectres photoélectroniques peut être utilisée pour déterminer la phase absolue d'impulsions ultrabrèves. En comparant ainsi le nombre de photoélectrons à gauche et à droite, cette méthode parvient à déterminer la valeur de φ_{CEP} avec une précision de $\pi/10$ sans incertitude de $\pm\pi$.

Le principe du Stéréo-ATI a été repris et amélioré en 2009 par Wittmann et une équipe dont Paulus fait partie [6]. L'appareil lui-même conserva les mêmes propriétés, avec quelques changements mineurs à la géométrie. L'essentiel des améliorations vient de la mesure qui est prise.

Figure 17: Spectres ATI discriminés



Spectres des photoélectrons rediffusés captés par le détecteur de gauche (rouge) et de droite (bleu) [6]. a) temps de vol. b) les énergies correspondantes. Zones oranges : hautes énergies; zones en vert : basses énergies. Potentiel filtrant de -25 V aux fentes.

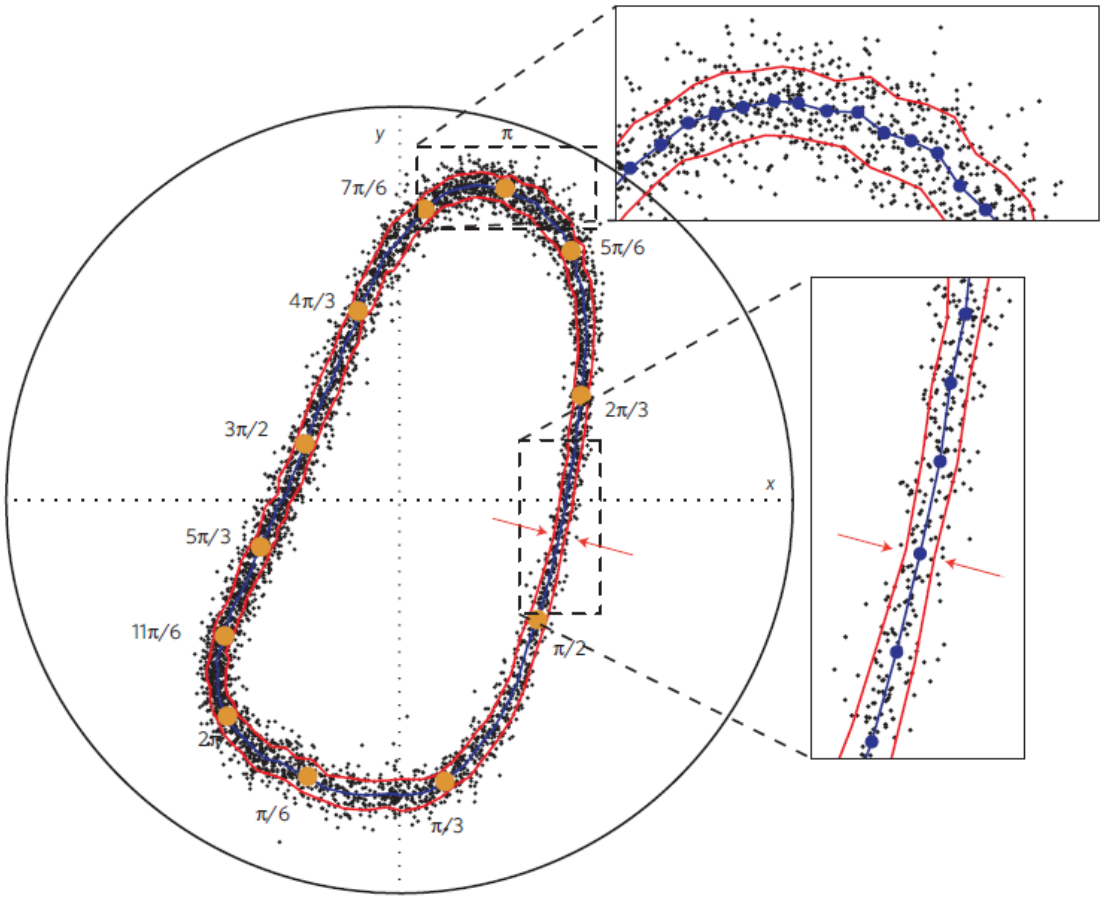
Plutôt que d'enregistrer deux spectres complets et de comparer les nombres totaux de photoélectrons enregistrés à gauche et à droite, le spectre est filtré une première fois par une différence de potentiel appliquée sur les fentes. Ce potentiel filtrant permet une première discrimination des photoélectrons de basse énergie. Comme montré à la section des spectres ATI de haute énergie et plus explicitement dans la Figure 13, zone a), les électrons de basse énergie correspondant à l'ionisation directe ne présentent pas une asymétrie gauche-droite perceptible; ils sont donc inutiles à la mesure.

Les photoélectrons qui atteignent les détecteurs font ainsi tous partie de la structure du plateau ATI, la zone dans laquelle il y a rediffusion, celle qui présente l'asymétrie la plus prononcée. Cette partie du spectre peut elle aussi être découpée en zone de rediffusion de haute et de basse énergie, par exemple à la Figure 13, zones b) et c). En intégrant le nombre d'électrons captés pendant les plages temporelles correspondantes aux intervalles des zones de rediffusion (Figure 17), on obtient deux nombres par plage temporelle que l'on peut comparer avec l'opération :

$$\frac{n_{gauche} - n_{droite}}{n_{gauche} + n_{droite}} \qquad (19)$$

Les nombres obtenus par cette comparaison sont associés à des paramètres d'asymétrie de phase « x » et « y » qui sont utilisés pour construire un graphique paramétrique (Figure 18) permettant de retrouver la phase absolue des impulsions femtosecondes tir-à-tir. La précision des mesures de phase prises avec cette technique est évaluée à $\pi/300$.

Figure 18: Graphique paramétrique du CEP d'impulsions stabilisées et non-stabilisées à la phase



([6, figure 3]) Les points noirs sont les résultats de 4500 impulsions individuelles, non-stabilisées à la phase, dont le CEP a varié de manière aléatoire sur un domaine de 2π pour former la forme semi-elliptique du graphique. Les paramètres « x » et « y » correspondent respectivement aux asymétries de basse et de haute énergie calculés selon (19). Les 90 points bleus sont calculés comme la moyenne des 50 points noirs voisins des points placés aux intervalles de $\pi/45$ le long de la ligne bleue. Celle-ci suit donc la position moyenne des points noirs et joint les points bleus entre eux. Les points oranges sont des valeurs de CEP calculées par TDSE en 1 dimension et les lignes rouges représentent la déviation standard des données. Les flèches rouges indiquent l'angle ($\varphi_{CEP} = (5/9)\pi$) auquel la précision de $\pi/300$, la plus élevée, fut observée.

4. Montage expérimental

Pour exécuter les expériences de Stéréo-ATI, deux composantes majeures sont requises : la source laser à impulsions ultrabrèves (femtosecondes) et la chambre du Stéréo-ATI comprenant ses détecteurs. Le système laser ayant été décrit plus haut, les prochaines sous-sections décrivent en détail l'appareil de mesure avec ses composants, leur utilité et l'interprétation que l'on pourra faire des données acquises.

4.1. Le montage

Un vide de l'ordre de 10^{-9} mbar est maintenu dans la chambre du Stéréo-ATI pour éviter les détections parasites, l'absorption des électrons avant leur détection et pour protéger les plaques à microcanaux (MCP) d'un bris. Au centre de la chambre se trouve la cellule d'ionisation dans laquelle on injecte un gaz rare et le faisceau laser pour provoquer l'ionisation. Le gaz est acheminé dans la cellule par le biais d'un tube accessible par l'extérieur de la chambre (Figure 19-A). À l'extrémité externe de ce tube est attaché un contrôleur de fuite variable qui permet de jauger la vitesse d'entrée du gaz dans la cellule.

Comme la détection du CEP ne se fait pas directement, on a recours à la technique de stéréodétection des photoélectrons pour comparer leur quantité relative, ce qui requiert un montage dans lequel les trajectoires doivent être les plus symétriques possible. On doit comparer la différence d'électrons produits dans deux directions et dans deux régions distinctes du spectre énergétique; on a donc recours à 4 intégrateurs de type « Boxcar » qui permettent l'enregistrement de données à l'intérieur de fenêtres temporelles bien définies. Ces fenêtres sont déterminées par la transformation du spectre énergétique (obtenu par simulation et par calcul) en spectre de temps de vol correspondant.

Figure 19 : Vue en coupe du Stéréo-ATI dans le plan perpendiculaire au faisceau laser

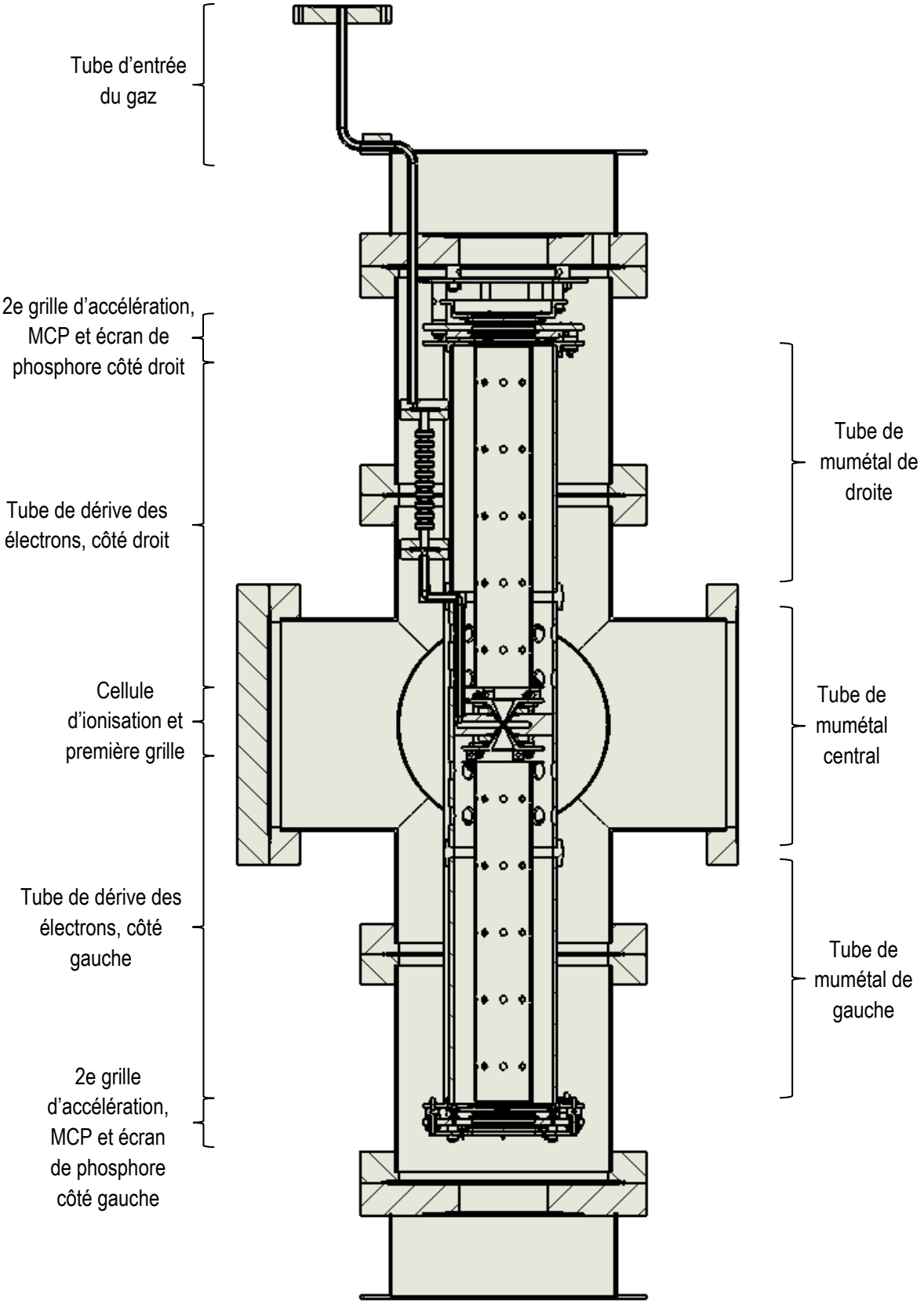
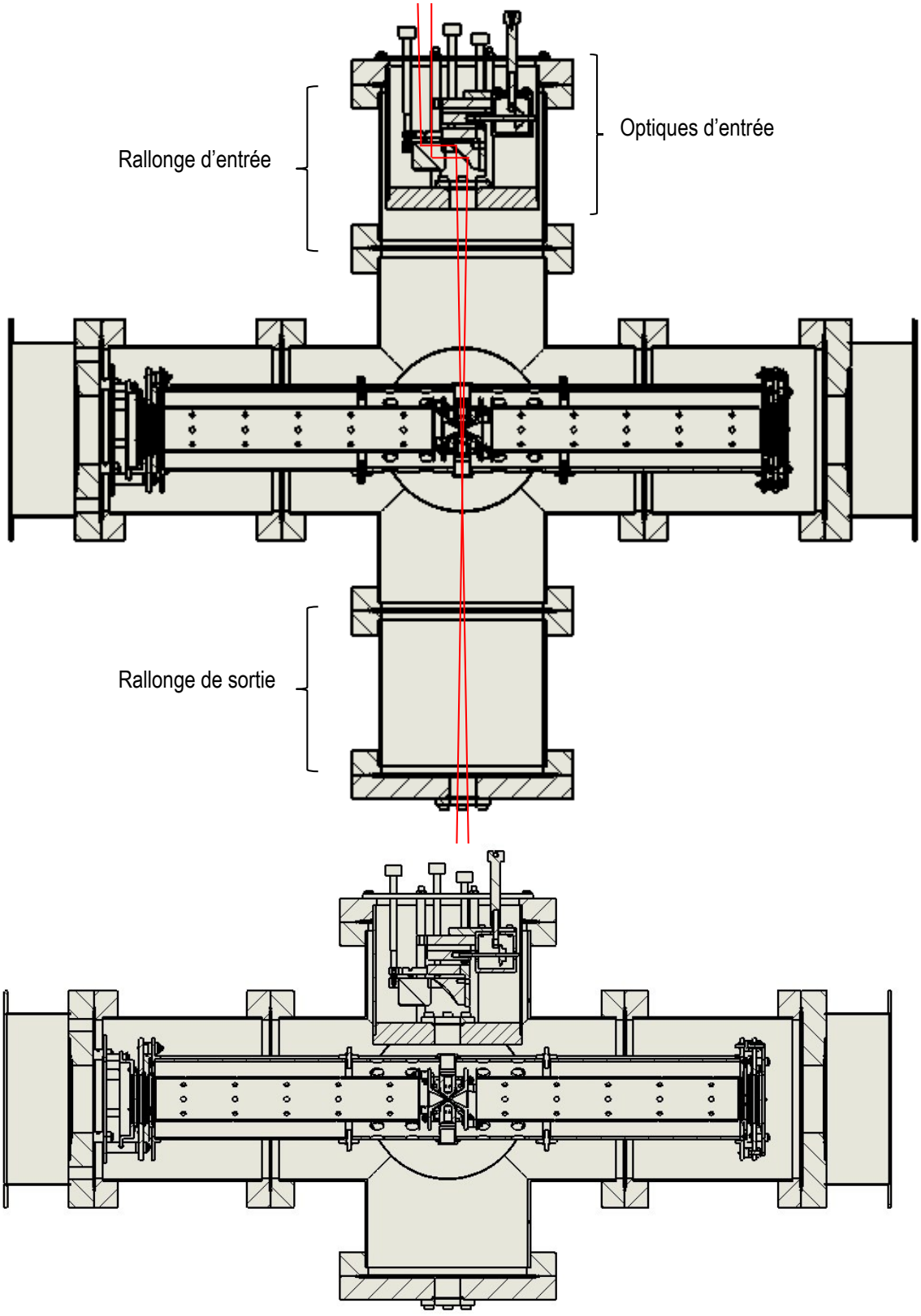

Tube d'entrée du gaz
2e grille d'accélération, MCP et écran de phosphore côté droit
Tube de dérive des électrons, côté droit
Cellule d'ionisation et première grille
Tube de dérive des électrons, côté gauche
2e grille d'accélération, MCP et écran de phosphore côté gauche
Tube de mumétal de droite
Tube de mumétal central
Tube de mumétal de gauche

Figure 20 : Plan de coupe du Stéréo-ATI parallèle au faisceau laser

Avec et sans les rallonges d'entrée et de sortie. Les lignes rouges représentent la trajectoire du faisceau laser



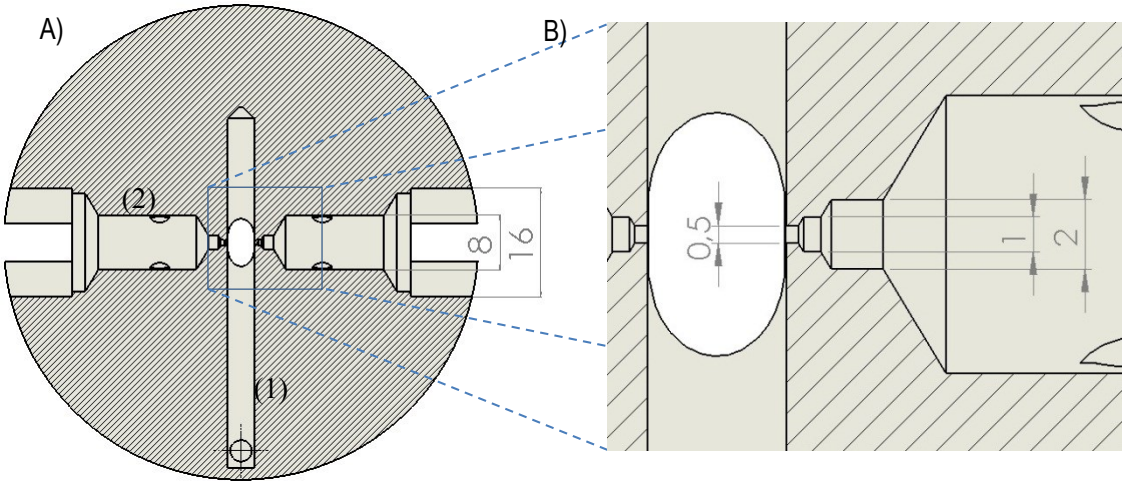
4.2. Système de Stéréo-ATI

Cette section explique en détail chaque pièce du Stéréo-ATI ainsi que les simulations ou la théorie qui furent utilisées pour déterminer les caractéristiques optimales de construction de l'appareil.

4.2.1. La cellule d'ionisation

La cellule d'ionisation est la pièce centrale de tout le montage; c'est là que se produit l'ionisation et que commence la course des photoélectrons vers les détecteurs. Dans le but de maximiser la production de photoélectrons, la pression dans la cellule doit être aussi haute que possible; elle sera donc maintenue à environs 10^{-2} mbar pendant l'expérience. Comme faisceau laser doit y entrer, des trous sont percés radialement à partir du centre de la cellule. Afin de limiter les pertes de gaz par ces trous, ils sont percés avec un diamètre variable, le plus grand étant aux extrémités de la cellule et le plus fin (0.5 mm de diamètre) près du centre. Cette géométrie permet à un faisceau laser gaussien d'être focalisé au centre de la chambre du gaz par un miroir de 100 mm de focale.

Figure 21 : Plan de coupe de la cellule d'ionisation



A) Structure interne, on voit la chambre du gaz (1) et le passage du faisceau (2) dont le diamètre se réduit comme il se rapproche du centre. B) Partie la plus centrale du passage pour laser montrant ses dimensions (en mm).

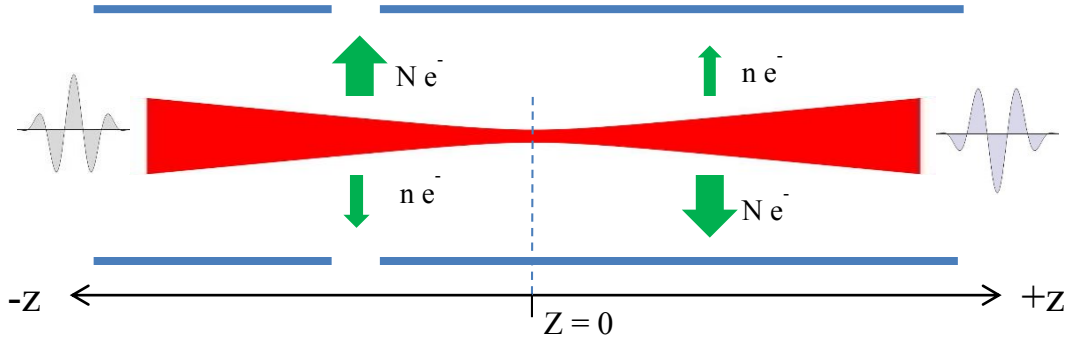
Comme les électrons doivent s'échapper de cette enceinte pour être détectés, deux fentes minces (150 microns par 2mm ou 300 microns par 2mm) opposées l'une à l'autre sont placées de part et d'autre de la

région focale. Ces fentes permettent de sélectionner précisément le volume focal d'où les électrons seront éjectés tout en restreignant autant que possible la fuite du gaz dans la chambre.

Cette sélection de volume focal prend toute son importance à cause du phénomène de changement de phase de Gouy. Comme expliqué plus haut, un rayonnement laser voit la valeur de sa phase tendre vers 0 à mesure que le front d'onde s'approche du plan focal et s'en éloigne ensuite pour produire un déphasage total de π lorsqu'il est loin du plan focal, dans la direction de propagation. Dans le cas où l'on récupère tous les photoélectrons produits près du point focal dans une expérience de Stéréo-ATI, pour une phase donnée de l'impulsion, le signal total à gauche serait approximativement équivalant au signal total à droite. Une telle circonstance rend donc désuète la mesure par stéréodétection. La pose de fentes minces règle ce problème en limitant la mesure aux électrons émis uniquement avant ou uniquement après le plan focal (Figure 22).

Il faut aussi noter que le positionnement des fentes à 0° et à 180° de la polarisation n'est pas arbitraire; ce sont dans ces directions que sont émis le plus de photoélectrons. Des graphiques de spectres de distribution angulaire montrent ce phénomène à la figure 3 de [33].

Figure 22 : Représentation simplifiée de l'effet des fentes



Une impulsion ultrabrève vient de –z et se dirige vers +z. Au plan focal, à z=0 (ligne pointillée), se produit le changement de phase de Gouy, transformant l'impulsion de phase φ=0 (extrémité gauche) en impulsion de phase φ=π (extrémité droite). Avant le plan focal, un nombre « N » d'électrons d'énergie suffisante est produit vers le haut et un nombre « n » vers le bas. Pour z > 0, la valeur de ces productions reste la même mais leur direction est opposée en raison du déphasage du champ électrique dans l'enveloppe. En l'absence de fente, on compte donc N+n électrons dans une direction et N+n dans l'autre, ce qui empêche la comparaison. La fente permet de comparer « N » avec « n » en prenant la mesure d'un seul côté du plan focal.

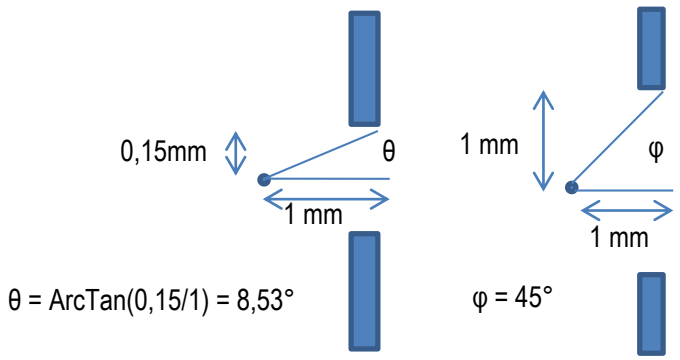
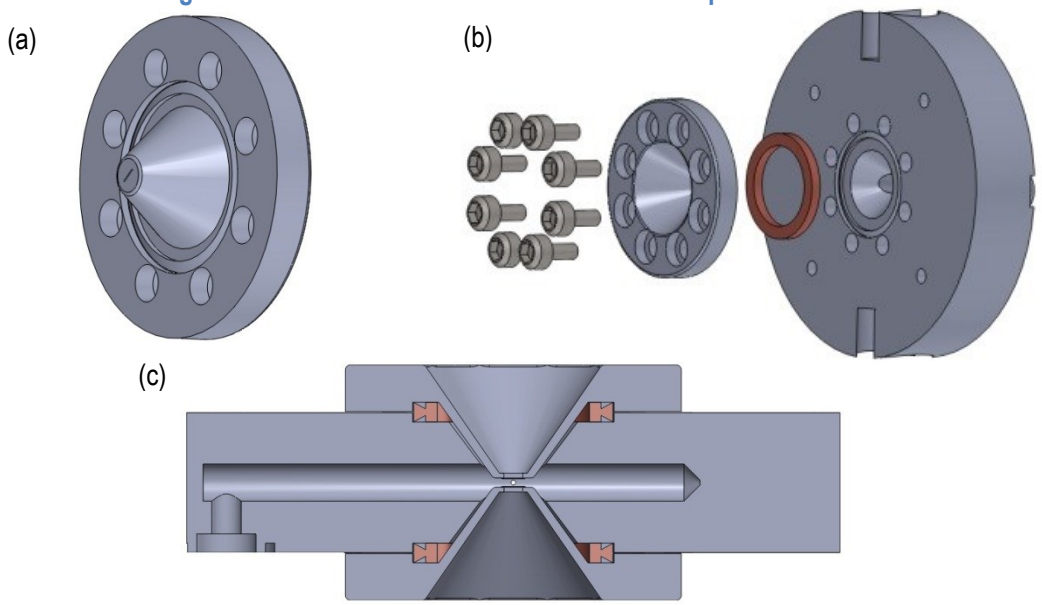


Figure 23: Efficacité des fentes

Une fente de 0.3mm par 2mm dont la sortie est à 1mm du foyer offre des angles de saisie permettant à 18% des électrons d'orbitale P de >30eV de franchir la fente, d'après une simulation faite sur SimIon 7.0. Il est à noter que peu importe l'orbitale, les angles d'ionisation priviligiés sont 0° et 180° [33].

Par souci de versatilité et à cause de contraintes techniques, les fentes ne sont pas construites à même la cellule. Elles sont plutôt creusées dans des pièces amovibles qui se fixent à la cellule par 8 vis chacune. Ceci permet de construire ces pièces pourvues d'une fente de manière conique pour approcher le plus possible les fentes de la région focale, ce qui augmente l'angle de saisie des photoélectrons et donc l'efficacité du système (Figure 23). Pour éviter les fuites autant que possible, la fixation à la cellule est faite à la manière d'un « conflat flange » dont l'étanchéité est assurée par un anneau de cuivre écrasé entre les couteaux des pièces à joindre (Figure 24).

Figure 24: Vue éclatée et montée de la fente sur pièce amovible



(a) La pièce sur laquelle est creusée la fente vue de dessous pour montrer la structure conique. (b) Vue explosée de la pièce à fente avec ses 8 vis, de la cellule d'ionisation et de la pièce de cuivre de standard CF 1.33'' servant à sceller le joint. (c) Vue en coupe des pièces à fente montées de chaque côté de la cellule. On voit que les fentes sont beaucoup plus proches du centre de la chambre du gaz grâce aux cônes profonds. Cette construction offre l'avantage de pouvoir changer facilement les fentes pour faire des expériences dans lesquelles différentes largeurs ou profils de fentes sont utilisés.

4.2.2. Première grille

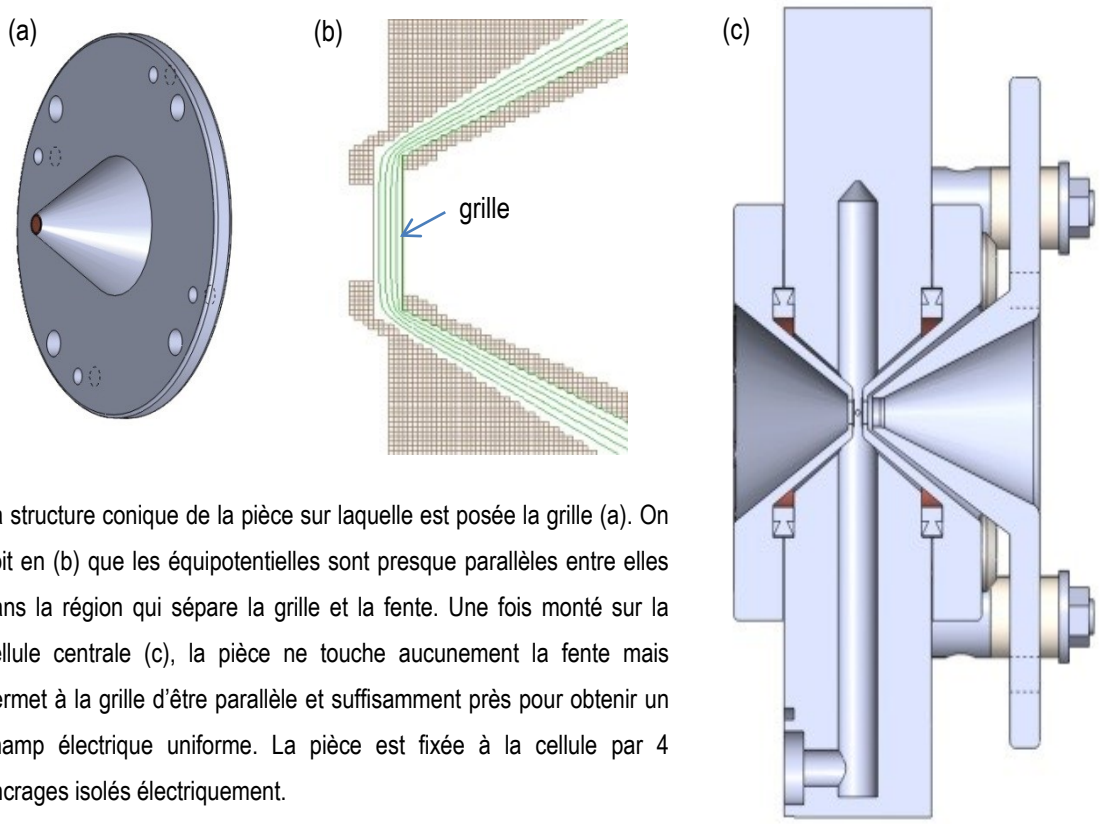
La première grille sert à accélérer les électrons vers l'extrémité du bras où se trouve le système de détection. En appliquant un potentiel électrique positif sur la grille et en la plaçant assez près de la fente, on parvient à faire augmenter ou diminuer la composante de la vitesse dans la direction des détecteurs. Dans le premier cas, ceci augmente l'efficacité du système puisque certains électrons qui seraient passés à côté des MCP, à cause du grand angle de saisie, sont accélérés dans leur direction. Si nous appliquons plutôt un potentiel négatif aux grilles, cela décélère les photoélectrons et permet une meilleure discrimination énergétique.

On ajoute la composante de vitesse unidirectionnelle en produisant un champ électrique parallèle à la direction vers laquelle l'électron doit être accéléré. Pour ce faire, on met la grille parallèle à la face dans laquelle est creusée la fente. En réduisant suffisamment l'espace qui les sépare, on obtient une situation similaire à deux plans infinis parallèles entre lesquels existe une différence de tension. Dans une telle

situation, les équipotentielles sont parallèles aux plans, ce qui génère un champ électrique uniforme qui leur est perpendiculaire (Figure 25-B). Ceci évite par la même occasion d'avoir à faire avec une lentille électrostatique qui dévierait les électrons de manière non désirée.

Vu la structure conique de la pièce fendue, le meilleur moyen d'approcher suffisamment une grille de son fond, pour obtenir les équipotentielles parallèles, est de monter la grille sur une autre pièce conique qui s'imbriquerait dans la pièce fendue. Elles doivent par contre être suffisamment éloignées pour qu'il n'y ait pas de contact électrique.

Figure 25: Modèle de la première grille



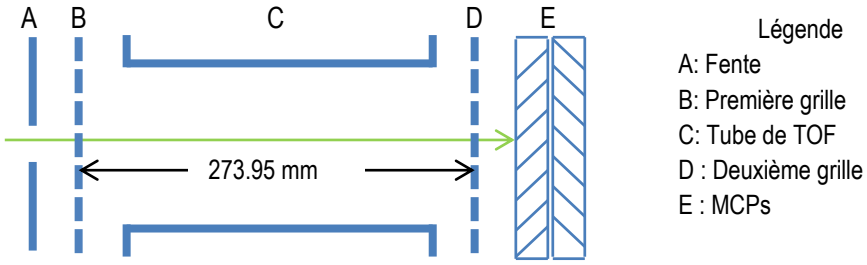
La structure conique de la pièce sur laquelle est posée la grille (a). On voit en (b) que les équipotentielles sont presque parallèles entre elles dans la région qui sépare la grille et la fente. Une fois monté sur la cellule centrale (c), la pièce ne touche aucunement la fente mais permet à la grille d'être parallèle et suffisamment près pour obtenir un champ électrique uniforme. La pièce est fixée à la cellule par 4 ancrages isolés électriquement.

4.2.3. Chambre à temps de vol (TOF)

À leur sortie de la cellule (mise à la terre), les électrons sont accélérés par la grille (isolée de la cellule) à laquelle on applique une tension électrique. Ils entrent ensuite dans un tube de temps de vol, dans lequel il n'y a aucun champ électrique, ce qui permet aux électrons d'énergies différentes de se séparer pour qu'il soit plus

aisé de les discriminer. Ils passent ensuite une seconde grille et se font accélérer jusqu'aux MCP placés en chevrons. Le signal est ainsi amplifié avant de se faire détecter. La schématisation simplifiée du trajet d'un électron est représentée dans la Figure 26.

Figure 26: Schéma d'un bras du Stéréo-ATI



Chacune des composantes représentées sont isolées électriquement pour permettre un ajustement polyvalent de la tension. La flèche en vert représente une trajectoire électronique possible.

La cellule et l'entièreté des bras du Stéréo-ATI sont mis à l'intérieur de tubes de mumétal pour les protéger des champs magnétiques extérieurs (terrestre et des appareils) qui fausseraient les données tout en compliquant les calculs de temps de vol. Les données de calculs de la différence de temps de vol en fonction du champ magnétique terrestre sont montrées dans le Tableau 1. Les détails des calculs se trouvent à l'Annexe 2.

Le Tableau 1 montre que les différences entre les TOF des électrons en l'absence de champ magnétique et ceux en leur présence subissent un grand décalage dans les basses énergies et que ce décalage diminue lorsque l'énergie est augmentée. De plus, il montre que le simple fait de déplacer la machine dans le laboratoire peut faire varier le temps de vol d'environ 2 ns, ce qui pourrait nécessiter un calibrage fréquent des appareils de mesure. Il faut ajouter à cela la possibilité qu'il y ait d'autres champs parasites et que nous ne connaissons pas exactement $\vec{B}$ à l'intérieur de la chambre; il pourrait être dévié par les objets environnants et ajouter ainsi de l'incertitude dans les mesures. Il est donc préférable de faire circuler ces électrons dans une chambre protégée de tout champ magnétique pour éliminer le plus de causes d'erreur possible.

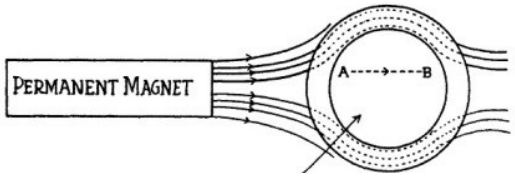
Tableau 1: Temps de vol des électrons en fonction de leur énergie et de l'angle θ_r

Énergie (eV)	Vitesse ($\times 10^6$ m/s)	$\|\vec{B}\|$ (μT)	θ_r (Rad)	TOF (ns)
30	3.25	0	0	84.29
30	3.25	54.56	0	96.13
30	3.25	54.56	$\pi/4$	97.70
30	3.25	54.56	$-\pi/4$	96.45
30	3.25	54.56	$\pm\pi/2$	98.06
30	3.25	54.56	$-3\pi/4$	97.70
30	3.25	54.56	π	96.13
70	4.96	0	0	55.23
70	4.96	54.56	0	57.85
70	4.96	54.56	$\pi/4$	58.10
70	4.96	54.56	$-\pi/4$	57.91
70	4.96	54.56	$\pm\pi/2$	58.16
70	4.96	54.56	$-3\pi/4$	58.10
70	4.96	54.56	π	57.85

Une énergie de 30 eV ou 70 eV (première colonne), à laquelle correspond une vitesse (deuxième colonne), est donnée à un électron. Le vecteur de cette vitesse initiale est orienté directement vers le détecteur. Pour voir l'influence du champ magnétique sur le temps de vol, le premier TOF de chaque énergie est calculé en l'absence de champ magnétique ($\|\vec{B}\| = 0\ \mu T$). Les calculs suivants sont faits en présence du champ magnétique terrestre qui est orienté à un angle θ_r de la vitesse initiale (voir Annexe 3).

Pour ce faire, 3 tubes de mumétal sont disposés bout à bout de manière à englober totalement les trajectoires électroniques jusqu'à la dernière grille d'accélération (Figure 19-A). Comme expliqué dans un article de Morecroft en 1925 [34, p.477-478], l'une des manières de protéger une région d'un champ magnétique est de l'entourer d'un matériau possédant une perméabilité très élevée. Ainsi, les lignes de champ magnétique sont confinées à l'intérieur de ce matériau et ne pénètrent pas la région protégée (Figure 27). Le mumétal est un matériau idéal pour cette tâche puisque sa perméabilité relative peut avoir des valeurs allant jusqu'à 350 000 [35]; c'est d'ailleurs l'origine de son nom, la lettre grecque « mu » étant utilisée pour désigner la perméabilité. En comparaison, le vide à une perméabilité de 1 et le fer en a une de l'ordre de 200. Le mumétal doit sa grande perméabilité à sa structure cristalline et à son grand degré d'ordre; c'est un alliage composé d'environ 77% Ni, 14% Fe, 5% Cu et 4% Cr. Grâce à cette composition, son point de Curie est abaissé et il est possible, en contrôlant le taux de refroidissement de l'échantillon, d'obtenir un grossissement des grains et donc des domaines magnétiques très grands, ce qui en

Figure 27: Effet du MuMetal



Les lignes de champ magnétique sont confinées au matériau de haute perméabilité [34, figure 1]

retour procure sa perméabilité au mumétal. Grâce à la protection magnétique fournie par le mumétal, les trajectoires électroniques peuvent être calculées sans tenir compte de la présence d'un champ magnétique.

Il est à remarquer que les tubes de mumétal sont en contact direct avec la cellule centrale qui est maintenue à une tension électrique nulle; ils ont donc eux-mêmes un potentiel nul. Rappelons aussi que la première grille rencontrée par les électrons a une tension différente de 0. Parce que cette grille est à l'intérieur du mumétal et qu'ils n'ont pas la même tension, on trouve des équipotentielles dans le tube à temps de vol, ce qui indique la présence d'un champ électrique. L'utilité de cette section de « temps de vol » étant de séparer temporellement les photoélectrons d'énergies différentes, il est préférable d'y éviter toute déviation dépendante de la position. Pour empêcher la présence des équipotentielles, un tube de métal à faible rémanence magnétique (acier 316) et isolé électriquement du mumétal est placé à l'intérieur et de manière concentrique à celui-ci. C'est ce que l'on appelle le tube à temps de vol. La 2^e grille « bouche » électriquement l'autre extrémité du tube en couvrant totalement la surface de son ouverture. Lorsqu'un même potentiel est appliqué à la première grille, au tube de TOF et à la deuxième grille, il y a presque disparition des équipotentielles dans toute la région de temps de vol (Figure 28).

En observant attentivement la Figure 20-A et -B, on peut voir des trous percés dans le tube de mumétal central et dans les tubes de temps de vol. Ces trous facilitent le dégazage du système.

Figure 28: Schéma des équipotentielles dans le trajet des photoélectrons

Comparaison entre une construction sans tube de TOF (a) et avec tube de TOF (b). On voit clairement en (a) que les photoélectrons traverseront plusieurs équipotentielles entre les grilles 1 et 2. Il est à noter que celles-ci forment des lentilles électrostatiques qui dévient les électrons. Le tube de TOF a été ajouté en (b) et on y observe un parcours sur lequel le potentiel varie très peu. La différence de potentiel entre 2 lignes est de 20V.

4.2.4. Les composantes optiques

Les optiques servant à orienter et focaliser le faisceau laser se trouvent à l'extérieur de la chambre pour que l'on puisse manuellement ajuster leur position et leur angle. Ce système est composé d'un miroir plan et d'un miroir parabolique à focalisation hors axe à 90° (Figure 29) et de longueur focale de 100mm ou 250mm (interchangeable). Ces miroirs sont faits d'un substrat d'aluminium recouvert d'une couche d'argent ou d'or puisque ce sont les matériaux offrant les meilleurs coefficients de réflexion pour le spectre des impulsions femtosecondes utilisées (Figure 30). Le miroir plan réfléchit le faisceau laser à 90° de son angle d'incidence, ce qui le redirige sur le miroir à focalisation hors axe qui à son tour réfléchit à 90° le faisceau en le focalisant pour le faire pénétrer dans la cellule d'ionisation. Ce jeu de miroirs permet d'ajuster au mieux la position du point focal dans la cellule.

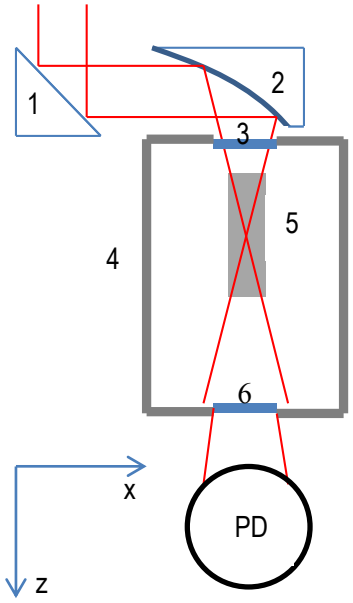


Figure 29: Schéma des optiques du montage

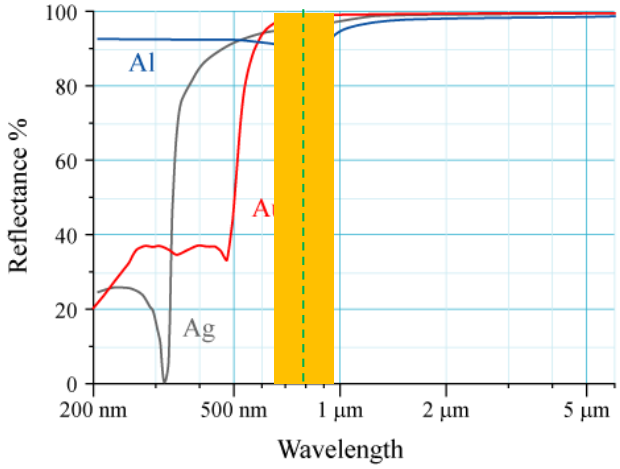
Le faisceau laser est dirigé vers le miroir plan (1) et est réfléchi par sa couche d'argent vers le miroir parabolique (2). Le faisceau est focalisé et réfléchi à 90° pour le diriger à l'intérieur de l'enceinte à vide (4). Il traverse la fenêtre d'entrée (3), se focalise dans la cellule d'ionisation (5) et se dirige vers la fenêtre de sortie (6). Une partie du faisceau seulement passe la fenêtre pour être détectée par la photodiode (PD). Celle-ci sert à vérifier que le faisceau passe bien dans la cellule et qu'il est bien dirigé. Comme le montre la Figure 21, le faisceau passe dans la cellule par un très petit trou. En mesurant la sortie du montage, on s'assure que le faisceau passe bien à l'intérieur de la cellule. Cette mesure pourrait aussi être faite avec un puissancemètre.

La fenêtre d'entrée doit résister au stress d'une différence de pression importante tout en dispersant le moins possible l'impulsion, nous choisissons pour cela une fenêtre circulaire à large spectre de $25{,}4\ mm$ de diamètre et $1\ mm$ d'épaisseur. Comme les impulsions sont très intenses et que la fenêtre d'entrée a une résistance limitée au stress induit par l'intensité des impulsions, il faut rapprocher le plus possible le miroir convergent de la fenêtre d'entrée. De cette manière, la puissance des impulsions est répartie sur une plus grande surface que lorsqu'ils ont convergé sur une longue distance, ce qui laisse l'intensité suffisamment basse pour garder la fenêtre intacte.

Chaque miroir est monté sur un support permettant d'ajuster son angle azimutal et horizontal. Le miroir 1 peut exécuter une translation vers les « z » positifs, tout comme le miroir 2, mais celui-ci peut aussi faire une translation parallèle à l'axe « x ».

La Figure 20-A montre que l'assemblage des composantes optiques est monté dans une cavité insérée dans la rallonge d'entrée. Monté de cette manière, le miroir de focalisation à 250mm est installé pour reproduire des expériences dans des conditions similaires à celles de Paulus *et al.* [31]. Lorsque l'on retire les rallonges d'entrée et de sortie (Figure 20-B), le fond de la cavité contenant les optiques est presque appuyé sur le tube de mu-métal central; c'est donc la configuration qui permet de positionner le miroir convergent le plus près du centre de la cellule. Ceci permet l'utilisation d'un miroir avec au minimum 100mm de longueur focale. L'utilisation du miroir de longueur focale minimale est souhaitable puisque, en vertu de la « loi de la balloune »[7], plus la longueur focale d'un faisceau est petite, plus la taille du faisceau à l'étranglement sera petite. Ceci veut dire que l'intensité au foyer est la plus élevée possible en utilisant le miroir de 100mm de focale.

Figure 30: Graphique de la réflectance en fonction de la longueur d'onde



La réflectance (R% = Intensité réfléchie/Intensité incidente) en fonction de la longueur d'onde pour l'or, l'argent et l'aluminium [32, pages 35.49, 35.43 et 35.39]. Le domaine spectral de longueur d'onde des impulsions est en jaune. La longueur d'onde centrale λ_c du spectre des impulsions est en pointillé. On voit que l'aluminium présente un minimum de réflectance sur λ_c et que celle de l'or diminue rapidement pour $\lambda < 600$nm. Seul l'argent présente un R% élevé sur tout le spectre utilisé.

Il est important de maximiser l'intensité au foyer puisque, comme Nandor *et al.* ont mesuré en 1998 [36], plus l'intensité est élevée, plus les électrons produits par ATI produiront un spectre s'étendant dans les énergies

élevées. Comme il fut montré par Paulus [5], ce sont ces électrons de haute énergie qui subissent la plus grande asymétrie bidirectionnelle, et donc ceux qui sont les meilleurs candidats pour une mesure précise de Stéréo-ATI.

4.3. Système d'acquisition de données

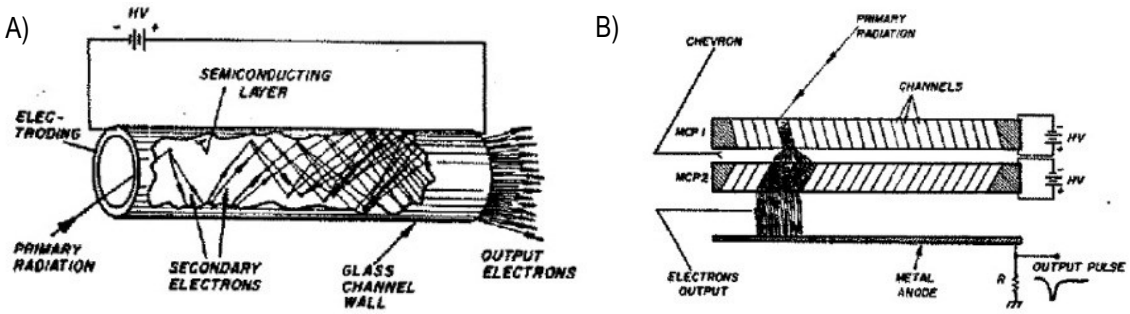
Dans cette section, on explique les appareils de mesure, les données que l'on en tire et le traitement que l'on en fera. Les données produites par ce système seront tout d'abord le courant produit par l'amplification des photoélectrons dans les MCP. Les intégrateurs Boxcar permettent de sélectionner une fenêtre temporelle pendant laquelle le signal est intégré pour ainsi récolter seulement les données pertinentes pour l'analyse. On trouve les plages temporelles requises par la conversion du spectre énergétique en un spectre temporel de temps de vol. Une fois amplifiées, les gerbes d'électrons entreront en collision avec les plaques de phosphore, donnant lieu à des images produites par fluorescence. L'étude de ces images pourra nous renseigner sur certaines propriétés des électrons, comme leur position initiale et leur impulsion de départ.

4.3.1. Détecteurs

Le signal électronique est amplifié par une paire de plaques à microcanaux (MCP, microchannel plate) se trouvant à chaque extrémité des bras du Stéréo-ATI. Ces plaques sont constituées d'une très grande quantité de canaux micrométriques à paroi semi-conductrice qui se tiennent ensemble dans une matrice de verre riche en plomb [37]. Les canaux sont creux et permettent ainsi la pénétration de photons et de particules. Lorsqu'un rayonnement de haute énergie ou une particule chargée pénètre dans un canal et entre en collision avec la paroi semi-conductrice, cela libère une quantité d'électrons dépendant de l'énergie de la collision. Une différence de potentiel appliquée aux faces du MCP, couvertes d'une couche conductrice, accélère les électrons libérés vers la sortie du canal. Ils acquièrent ainsi plus d'énergie et vont chacun libérer d'autres électrons en se heurtant à répétition sur la paroi. L'amplification du signal d'origine s'effectue ainsi, par éjection d'électrons secondaires jusqu'à la sortie des canaux. Le signal amplifié est finalement capté par une anode placée après les MCP. Certains types de MCP possèdent des canaux inclinés de 5° à 19° par rapport

à la normale de la surface, ce qui réduit les phénomènes de rétroaction ionique dans les tubes [37] et permet à une particule pénétrant à incidence normale d'entrer en collision avec la paroi.

Figure 31: Fonctionnement des MCP



Dans la figure A) est dessiné le fonctionnement à l'intérieur d'un canal; un signal entre et libère deux électrons secondaires à sa première collision avec la paroi interne. Chacun de ces électrons en libère à son tour deux autres, provoquant ainsi l'émission en cascade d'un nombre exponentiel d'électrons. La particule entrante unique est ainsi amplifiée. En B), le montage en chevrons de deux MCP est présenté : Les plaques sont près l'une de l'autre et leurs canaux ne sont pas parallèles. L'amplification générée est plus grande qu'avec un seul MCP et le signal est capté par une anode pour être enregistré. Images tirées de [37].

Nous utilisons des MCP de Photonis, modèle : PS31849 – 40/12/10/8 D 60 :1 MS [38]. Chaque MCP offre un gain de $> 10^4$ et ils sont utilisés en cascade, dans une configuration dite en chevrons (Figure 1) pour obtenir des gains de $> 10^7$. Les plaques ont une épaisseur de 0,61 mm, un diamètre de 50 mm une région poreuse d'un diamètre de 40 mm. Ces pores ont un diamètre de 10 microns, sont éloignés les uns des autres par 12 microns (centre à centre) et les canaux ont une inclinaison de 8° par rapport à la surface. Cette grande densité de canaux offre ainsi une résolution spatiale permettant de « voir » ce qui se produit au lieu de la production des particules. Pour avoir un visuel sur la répartition de la densité électronique, il suffit de déposer une couche de phosphore sur l'anode se trouvant après les MCP et d'y appliquer un potentiel élevé (5 à 6 kV) pour que le signal électronique qui s'y heurte provoque de la fluorescence.

Chaque canal, après qu'il ait fait une amplification, se trouve « vidé » de ses électrons pouvant provenir d'émission secondaire, il a donc besoin de se recharger. Cette recharge demande un certain temps qui peut être calculé en considérant le MCP comme un condensateur dont les canaux et le verre constituent le milieu diélectrique. Pour un MCP de 25mm de diamètre, contenant $\sim 5.5 \times 10^5$ canaux de 25 µm, dont la résistance entre les électrodes est d'environ $3 \times 10^8\ \Omega$ et la capacité totale de $200\ pF$, Wisa [37] a calculé une capacité effective par canal de $C_c = 7{,}4 \times 10^{-17}\ F$ et une résistance par canal de $R_c = 2{,}75 \times 10^{14}\ \Omega$ en divisant les valeurs totales du MCP par le nombre de canaux. Le temps de recharge $T_c = R_c C_c$

est ainsi d'environ 20 ms pour un canal et varie, dépendamment du MCP, autour de $10^{-2}\ s$. Par contre, comme le nombre de canaux est élevé, que chaque canal est indépendant des autres et qu'il est très peu probable de décharger tous les canaux en une impulsion, le temps de recharge effectif estimé de $10^{-8}s$ à $10^{-7}s$ a été vérifié expérimentalement [37]. Le même article montre par la même occasion que les MCP ont une résolution temporelle de l'ordre de 10^{2} picosecondes. Dans le contexte de notre Stéréo-ATI, la résolution temporelle des MCP est moins élevée que la dispersion temporelle causée par la taille de la région focale et par la dispersion des électrons de même énergie. La résolution temporelle du système est donc de l'ordre de $10^{2}ps$, limitée principalement par les MCP. Ceux-ci, comme système d'amplification électronique, constituent donc un outil adéquat à utiliser avec le laser qui produit des impulsions à une fréquence de 1 kHz. Les limites d'opération les MCP de notre système sont de 1200V et de 8 à 79 µA par MCP, donc 2400V par paire et chacune devrait avoir une résistance totale dans un domaine de $30\ M\Omega$ à $300\ M\Omega$. Ils doivent être opérés sous vide après avoir dégazé à une pression plus basse que $10^{-6}\ mbar$ pendant minimum 16 heures pour vider les canaux du gaz qu'ils peuvent contenir.

Pour connaître notre courant ultime, nous avons placé les MCP en chevron dans l'enceinte à vide et avons abaissé la pression à $10^{-8}\ mbar$ pendant 24 heures. Nous avons ensuite appliqué une différence de potentiel V entre les faces de la paire de MCP que l'on a fait varier en mesurant le courant I circulant dans le circuit ainsi formé. En traçant le graphique de $V(I)$, nous retrouvons la valeur de la résistance $R(MCPs) = 51{,}98\ M\Omega$ (voir Annexe 2) qui est le taux de variation du graphique obtenu par la loi d'Ohm :

$$V = \mathrm{R\ I} \tag{20}$$

Par la même équation, on détermine la valeur de courant ultime de notre paire en utilisant $V = 2400\ Volts$ et $R = R(MCPs)$. Le courant circulant dans cette paire de MCP ne doit donc pas dépasser $\sim 46\ \mu A$. Le courant limite et la résistance mesurée font partie du domaine prévu par les spécifications de Photonis.

4.3.2. Intégrateur Boxcar

Pour obtenir une mesure précise de la phase CEP, deux régions du spectre photoélectronique doivent servir à la comparaison gauche-droite. Ces régions sont identifiées dans la Figure 32 (régions 1 et 2) et représentent les zones où les probabilités calculées dans deux directions opposées et parallèles à la polarisation du laser sont très différentes.

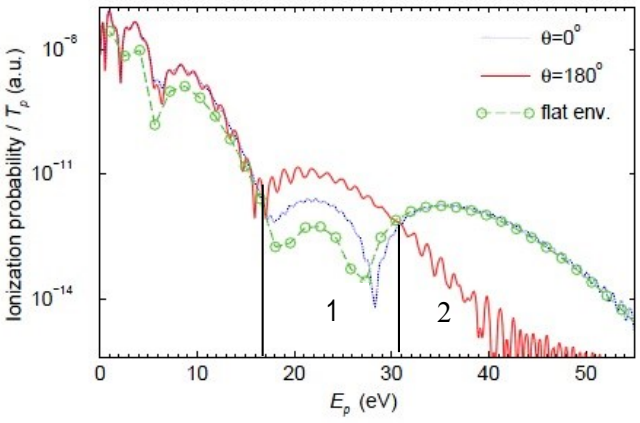


Figure 32: Spectres énergétiques calculés

Spectres pour une impulsion de 4 cycles optiques dans un gaz de krypton [5]. Le spectre est calculé pour les électrons éjectés à 0° (en bleu), à 180° (en rouge) et pour une enveloppe d'impulsion carrée (vert). Les spectres à 0° et à 180° se séparent d'un ordre de grandeur à ~17eV, puis se recroisent à ~31eV pour ensuite rester séparés de plus d'un ordre de grandeur.

La première partie du spectre (0 à ~17eV) étant inutile à la comparaison, il faut procéder à une discrimination spectrale pour délimiter les régions désirées. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour effectuer cette discrimination énergétique. L'une d'entre elles consiste à bloquer les électrons de basse énergie (<17eV) par un potentiel électrostatique appliqué à la première grille de chaque bras du système (Figure 26). Ainsi, seules les régions 1 et 2 du spectre sont utilisées pour effectuer la comparaison permettant de faire l'évaluation du CEP.

Une autre méthode se base sur la discrimination par sélection de plages temporelles de spectres de temps de vol. Comme ces spectres représentent l'énergie cinétique des électrons lors de leur émission à partir de l'atome parent, leur temps de vol est calculé en déterminant les vitesses initiales correspondantes et en y ajoutant les accélérations subies lors du parcours. Les équations de la dynamique newtonienne permettent ce calcul simple et correspondent bien aux valeurs attendues (voir section Interprétation des données). Cette deuxième méthode, par sélection de plage temporelle, donne l'avantage de pouvoir sélectionner une région bien précise du spectre sans enregistrer les détections précédentes ou subséquentes.

Pour effectuer ce type de discrimination, les appareils à utiliser sont un Boxcar Averager Module et un Gated Integrator qui sont construits ensemble dans un module SR250 [39]. Il sera dès lors appelé simplement Boxcar. L'appellation « Boxcar » fait référence à la fonction mathématique du même nom qui est en fait une différence entre deux fonctions de Heaviside décalées l'une par rapport à l'autre [40]. La fonction est donc de valeur nulle sur tout le domaine sauf entre les discontinuités où elle est égale à 1 (Figure 33). L'appareil génère, suite à un signal interne ou externe de déclenchement, l'ouverture d'une fenêtre temporelle (gate) dont la durée est variable de 2ns à 15µs. Pendant toute la durée d'ouverture de cette fenêtre, le signal reçu par l'appareil est intégré puis normalisé sur la largeur de la fenêtre. Un voltage proportionnel à la moyenne du

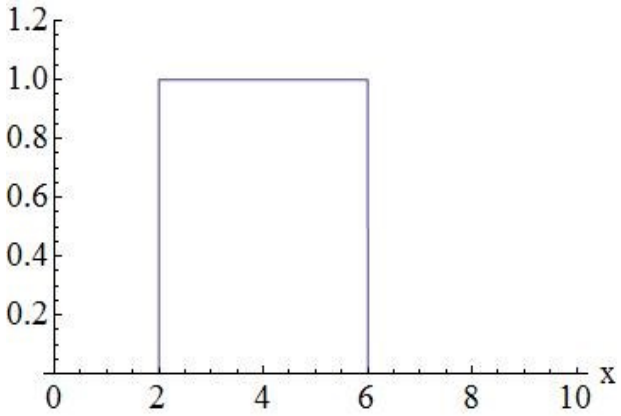
signal d'entrée pendant le temps d'acquisition est ainsi produit et amplifié pour produire un signal de sortie accessible à partir d'un connecteur BNC. Cette méthode d'acquisition de données permet l'analyse tir-à-tir, donc l'obtention individuelle de l'information de chaque tir. Le Boxcar permet aussi de faire une moyenne exponentielle mobile sur 1 à 10^5 échantillons, ce qui permet de réduire l'importance du bruit dans le cas où le signal est faible.

Figure 33: Représentation graphique de la fonction "Boxcar"

Par définition, cette fonction est la différence entre deux fonctions de Heaviside $H(x)$ décalées :

$$\text{Boxcar}_{a,b}(x) = H(x-a) - H(x-b)$$

où $b > a$ puis « a » et « b » sont les emplacements des discontinuités sur l'axe « x ». Sur le graphique, $a = 2$ et $b = 6$. La fonction est donc nulle partout sauf pour $x \in [2,6]$ où elle vaut 1.



La liste suivante réunit les propriétés et limites du modèle SR250 qui sont importantes pour le dessin du Stéréo-ATI :

- **Déclencheur (trigger)** : activable à une fréquence allant de 0.5 Hz à 20 kHz (continu)
- **Délais** : réglable de 1ns à 10ms, d'une précision de 2ns ou 5% du maximum de l'échelle (le plus grand des deux), 25ns sont ajoutés au délai si on déclenche à partir d'une source externe.
- **Fenêtre temporelle** : 1ns, 3ns, 10ns, 30ns, 100ns, 300ns, 1µs ou 3µs. Cette largeur est multipliée par un facteur ajustable de x1 à x5 de manière continue. La précision est de 2ns ou 20% du maximum de l'échelle (le plus grand des deux). Largeur minimale de 2ns FWHM.

Dans le cas où l'expérience de Wittmann *et al.* [6] serait à reprendre en utilisant les mêmes parties du spectre et le même gaz de xénon, il y aurait deux plages temporelles à considérer; celle des photoélectrons dont l'énergie va de 37.9eV à 57.5eV et celle allant de 57.5eV à 64.8eV (Figure 17). Lors de cette expérience, un potentiel de -25 V était appliqué aux premières grilles des bras, les deux stratégies de discrimination expliquées plus haut étaient donc utilisées conjointement. Le potentiel appliqué aux grilles empêche les photoélectrons de trop basse énergie de passer, ce qui empêche les photoélectrons de se rendre jusqu'aux détecteurs.

Toujours dans l'idée de reproduire l'expérience de Wittmann [6], il faut noter que l'intervalle énergétique allant de 57.5eV à 64.8eV est très étroit. De plus, comme ce sont des énergies élevées, les vitesses correspondantes le sont d'autant plus ; même après avoir passé la barrière de potentiel à -25 V, elles se situent entre $3.38 \times 10^6\ m/s$ et $3.74 \times 10^6\ m/s$, ce qui ne laisse que ~2.8 ns de largeur de fenêtre pour capter les énergies voulues dans des bras de 10 cm de longueur. Il n'est pas possible de construire un petit modèle de Stéréo-ATI avec le Boxcar décrit plus haut puisque la valeur de son incertitude est presque équivalente à la largeur de fenêtre requise pour exécuter cette mesure. Ce problème a été facilement contourné en allongeant la région de dérive des électrons dans les bras de l'appareil, la séparation temporelle entre les différentes énergies est ainsi accentuée pour permettre de prendre les mesures dans les limites du Boxcar.

Avec les dimensions du Stéréo-ATI de la Figure 19 et dans les conditions expérimentales de l'expérience de Wittmann, c'est-à-dire avec un potentiel de -25V aux grilles et en mesurant les deux régions spectrales distinctes de hautes énergies, les largeurs de fenêtre temporelles à utiliser sont de 7.8 ns et 47.6 ns pour les intervalles de 57.5eV à 64.8eV et de 37.9eV à 57.5eV respectivement. En utilisant plutôt un potentiel filtre de -30V aux grilles, les largeurs de fenêtres voulues seraient de 9.8 ns et 76.2 ns. Avec ces valeurs, l'acquisition des données est optimisée puisque l'incertitude relative minimale du Boxcar est atteinte pour la fenêtre de plus courte durée (20% de l'échelle de 10 ns équivaut à 2 ns, soit l'incertitude minimale).

Comme chaque Boxcar ne comporte qu'une entrée et que 4 mesures doivent être prises par impulsion laser, soit une mesure dans chaque direction pour chaque section voulue du spectre, 4 Boxcars sont nécessaires pour obtenir les données permettant l'analyse du CEP avec une précision pouvant atteindre $\pi/300$ [6].

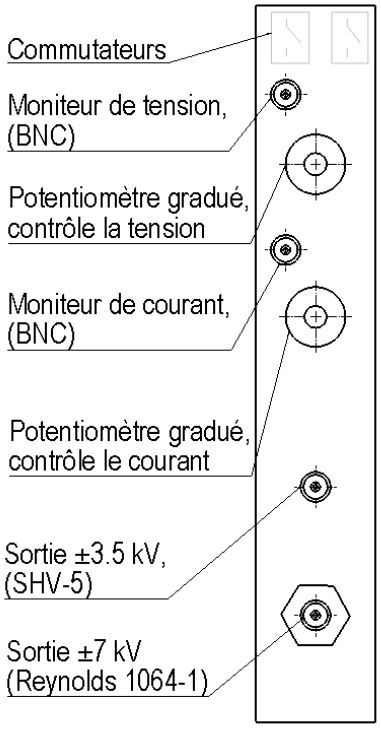
4.3.3. Sources de tension

Les sources de tension utilisées pour alimenter les MCP, les écrans et les autres composantes internes sont des « LeCroy 2415 » (Figure 34). Celles-ci peuvent générer des tensions de -3,5 kV à 3,5 kV par une sortie SHV-5 et des tensions de -7,0 kV à 7,0 kV d'une sortie de type Reynolds 1064-1.

Deux sorties BNC permettent de mesurer en temps réel la tension électrique et le courant circulant dans le circuit. Le moniteur de tension génère un signal de 2V/kV sur l'échelle de ±3,5 kV et de 1V/kV sur l'échelle de ±7,0 kV. La sortie du moniteur de courant est de 4 V/mA et de 10 V/mA pour les mêmes échelles respectivement.

Pour passer d'une échelle de tension à l'autre, il faut ouvrir un panneau de la source de tension et modifier le circuit électrique en modifiant la configuration de bretelles électriques (jumpers) tel qu'indiqué dans le manuel d'utilisateur [41]. Le courant maximum pouvant être généré par cette source de tension est de 2,5 mA, mais il est préférable de rester sous cette limite.

Figure 34: Schéma de la source de tension LeCroy 2415

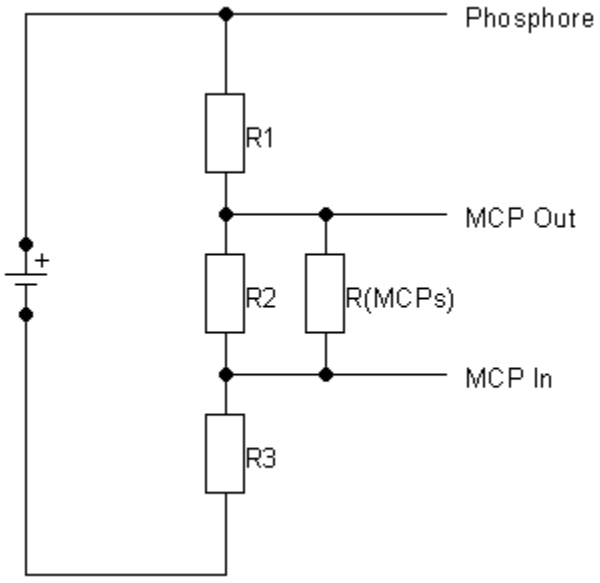

Commutateurs
Moniteur de tension, (BNC)
Potentiomètre gradué, contrôle la tension
Moniteur de courant, (BNC)
Potentiomètre gradué, contrôle le courant
Sortie ±3.5 kV, (SHV-5)
Sortie ±7 kV (Reynolds 1064-1)

4.3.4. Circuit d'alimentation des écrans de phosphore et des MCP (CAPM)

Pour limiter le nombre de sources de tension dont nous avons besoin pour faire fonctionner la machine, nous avons construit un circuit (voir Figure 35) qui permet d'alimenter trois éléments avec une seule source de tension, soient le phosphore, le MCP In et le MCP Out. De cette manière, pour les treize électrodes se

Figure 35: CAPM

$R1 = 5{,}79\ M\Omega$, $R2 = 4.21\ M\Omega$ et $R3 = 0.533\ M\Omega$ (Annexe 2). Ces valeurs sont celles mesurées après construction du circuit pour $(MCPs) = 52.08\ M\Omega$.



trouvant à l'intérieur, nous n'avons besoin que de cinq sources de tension.

Les valeurs de R1, R2 et R3 sont déterminées à partir de la tension voulue au phosphore, la différence de potentiel maximale permise entre MCP-In et MCP-Out puis la valeur de R(MCPs). Pour une chute de potentiel totale de 6 kV dans le circuit, et pour $\widetilde{R2}$, la résistance équivalente de R2 et R(MCPs) en parallèle, les chutes de potentiel vont se distribuer dans les mêmes proportions que les résistances du circuit. Suivant la loi d'Ohm et le principe de circuit équivalent, $R1_{rel} = \frac{R1}{R1+\widetilde{R2}+R3}$ et $\Delta V_{R1} = V_{source} * R1_{rel}$. Ainsi, pour $R1 = 11R3$ et $\widetilde{R2} = 8\,R3$, les potentiels sont distribués tels que $\Delta V_{Phosphore-MCP\ Out} = 3300V$, $\Delta V_{MCP\ Out-MCP\ In} = 2400V$ et $\Delta V_{MCP\ In-groud} = 300V$.

Une fois ces ratios de résistance déterminés, il ne reste qu'à trouver la valeur de résistance totale du circuit R_{tot} qui limitera le courant suffisamment pour que celui-ci reste en deçà de $46\ \mu A$ aux MCPs et ne dépasse pas le courant maximum de la source de tension qui est de $2{,}5\ mA$. Les résistances choisies pour construire le circuit sont des multiples de $R3 = 540\ k\Omega$. Une fois construit et mesuré, le circuit a des valeurs de $R1, R2\ et\ R3$ telles qu'écrites dans la description de la Figure 35. Ces valeurs limitent le courant du circuit à $587\ \mu A$ et celui des MCPs à $43.9\ \mu A$.

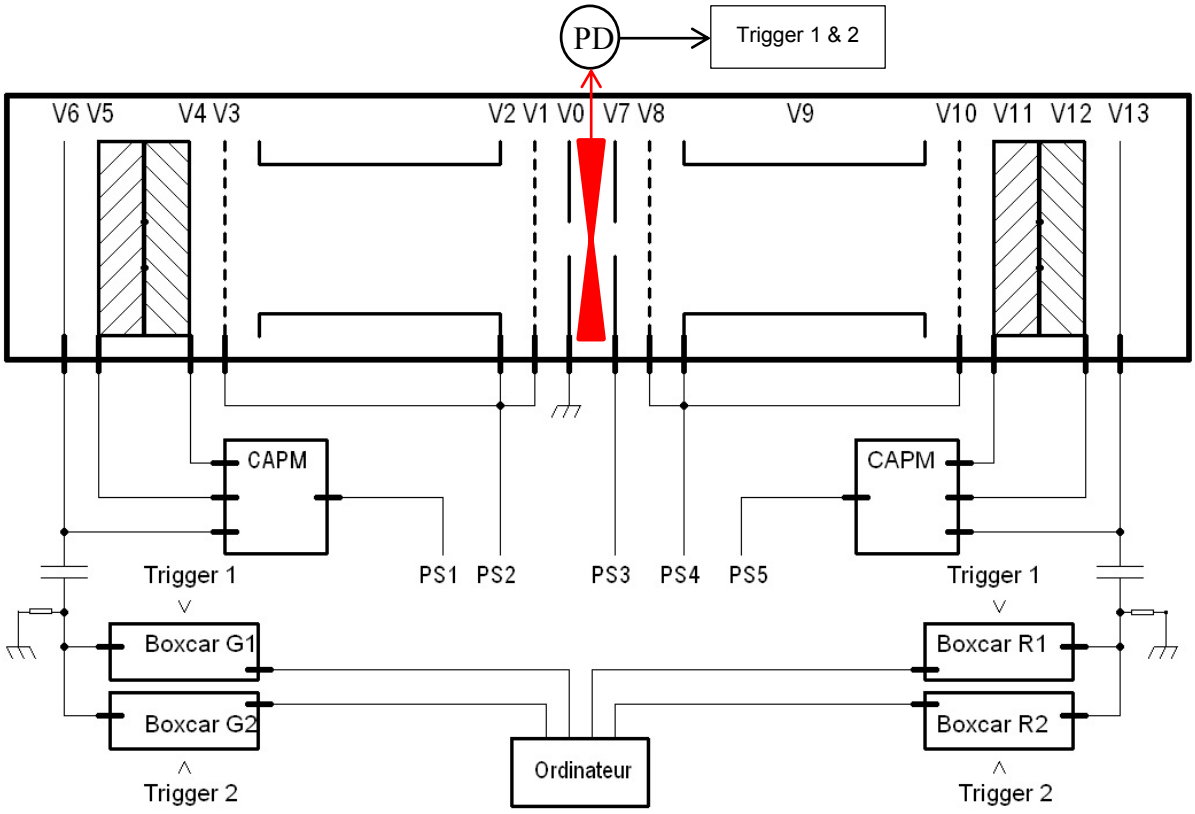
4.3.5. Montages électriques

Comme le Stéréo-ATI doit fonctionner à l'intérieur d'une chambre à vide, il nous faut construire deux assemblages électriques : un premier qui relie chaque électrode aux bornes internes des traversées électriques et un second qui fait le lien entre la partie externe de ces mêmes traversées et les sources de tension ou appareils de mesure. La Figure 38 montre le détail de ces montages. Il est à noter que toutes les traversées électriques se situent à l'extrémité de l'un des bras du Stéréo-ATI, elles ont été schématisées comme étant le long des bras de la machine pour simplifier le dessin.

Les fils à l'intérieur de l'enceinte sont tous protégés sur la totalité de leur longueur par des tubes de Macor, une céramique non-poreuse et isolante électriquement. Celle-ci est idéale pour les utilisations sous vide demandant de protéger des pièces conductrices à proximité les unes des autres, pour éviter les courts-circuits. Les fils extérieurs qui font le lien entre les sources de tension (PS) et les bornes des traversées sont constitués de câbles coaxiaux avec des connecteurs SHV-5 à chaque extrémité.

Il est à remarquer que le montage est symétrique, mais qu'une électrode constituant la cellule d'ionisation est mise à la masse (V_0) alors que l'autre fente (V_7) peut avoir une tension variable.

Figure 36: Montages électriques internes et externes



L'enceinte à vide (rectangle gras) est mise à la terre et contient toutes les composantes nécessaires à la mesure. Chaque électrode (V1 à V13) est reliée à une traversée électrique (en gras) excepté l'électrode V0 qui est mise à la terre par contact direct avec l'enceinte. Toutes les électrodes sont alimentées par les sources de tension (PS1 à PS5) directement ou via un circuit d'alimentation du phosphore et des MCPs (CAPM). Les Boxcars intègrent les signaux reçus pendant leurs fenêtres temporelles respectives, dont la mesure débute à la réception du « trigger ». Les « triggers » comprennent leurs générateurs de délais et sont enclenchés par un signal de la photodiode (PD). Chaque signal de sortie des intégrateurs Boxcars est envoyé à un ordinateur pour analyse. Le lieu de l'ionisation est représenté par un faisceau rouge.

4.4. Interprétation des données

Les électrons captés par l'appareil produiront des spectres de temps de vol sous forme de courts pics de détection à intervalles réguliers sur un bruit de fond constant. Comme expliqué plus haut, notre but est de sélectionner seulement deux fenêtres énergétiques dans deux directions opposées afin de comparer leurs nombres de détections et d'en déduire la valeur de φ_{CEP}. Comme la détection se fait dans le domaine temporel, mais que l'information recherchée vient du domaine énergétique, il nous faut élaborer une fonction qui relie le temps de vol aux plages énergétiques voulues tout en considérant les propriétés du Stéréo-ATI.

4.4.1. Modèle de discrimination temporelle

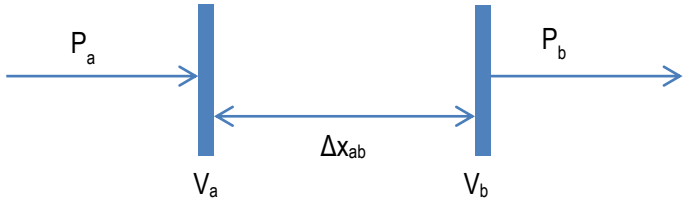
Les données à comparer, pour chacune des deux fenêtres temporelles, sont le nombre d'électrons enregistrés à gauche (n_g) versus le nombre enregistré à droite (n_d) par cette relation :

$$\frac{n_g - n_d}{n_g + n_d} \tag{21}$$

Comme expliqué plut tôt, les photoélectrons que l'on cherche à mesurer sont ceux de haute énergie puisqu'ils présentent le plus haut niveau d'asymétrie gauche-droite. Les régions du spectre électronique seront sélectionnées par les plages de temps de vol correspondant aux énergies voulues. Pour ce faire, nous construisons une fonction qui relie l'énergie initiale des photoélectrons et leur temps de vol.

Pour construire cette fonction, on imagine une situation dans laquelle deux plans parallèles ont chacun un potentiel V_n et sont séparés d'une distance Δx. La particule dans le plan « a » a une quantité de mouvement P_a et aura une quantité de mouvement P_b au plan « b » après avoir franchi la distance Δx, ce qui aura nécessité un temps Δt.

Figure 37: Modèle de particule chargée voyageant entre des plans de potentiels « a » et « b »



Pour relier ensemble toutes ces variables, on commence par écrire la définition newtonienne de la force pour des intervalles non infinitésimaux, puis on isole le temps :

$$F = \frac{dP}{dt} = \frac{\Delta \mathrm{P}}{\Delta \mathrm{t}} \rightarrow \Delta \mathrm{t} = \frac{P_b - P_a}{F} \tag{22}$$

où F est la force appliquée à la particule, Δt est l'intervalle de temps écoulé entre les plans « a » et « b ». Comme on veut relier l'énergie des photoélectrons avec le temps de vol Δt, on réécrit les quantités de mouvement en fonction des énergies suivant :

$$P = \sqrt{2mK} \tag{23}$$

où K est l'énergie cinétique du photoélectron considéré. La force qui lui est appliquée dépend de sa charge Q et du champ électrique **E** qui peut lui-même être réécrit en fonction des potentiels des plans :

$$F = QE \tag{24}$$

$$E = \frac{\Delta \mathrm{V}}{\Delta \mathrm{x}} = \frac{V_b - V_a}{\Delta \mathrm{x}} \tag{25}$$

Avec l'usage de ces définitions, on réécrit l'intervalle de temps :

$$\begin{aligned} \Delta \mathrm{t} = \frac{P_b - P_a}{F} &= \frac{\Delta \mathrm{x_{ab}}}{Q(V_b - V_a)} \left(\sqrt{2mK_b} - \sqrt{2mK_a}\right) \\ &= \frac{\sqrt{2m}}{Q} \Delta \mathrm{x_{ab}} \frac{\sqrt{Q(V_b - V_0) + K_0} - \sqrt{Q(V_a - V_0) + K_0}}{V_b - V_a} \end{aligned} \tag{26}$$

Dans cette dernière définition, on a pris en compte que l'énergie K_n est la somme de l'énergie initiale K_0 et de l'énergie fournie par la différence de potentiel entre le plan « n » et le plan initial de tension V_0, qui peut

dépendre de la position initiale du photoélectron. Dans le cas où l'on cherche à déterminer le TOF total d'une particule partant de l'origine et allant jusqu'au détecteur, celle-ci traversera plus de 2 plans. On va alors faire la sommation de plusieurs intervalles de temps, Δt devient cette somme. On note aussi que la soustraction $V_b - V_a$ pourrait donner lieu à une discontinuité si $V_b = V_a$, c'est pourquoi on utilise la notion de limite :

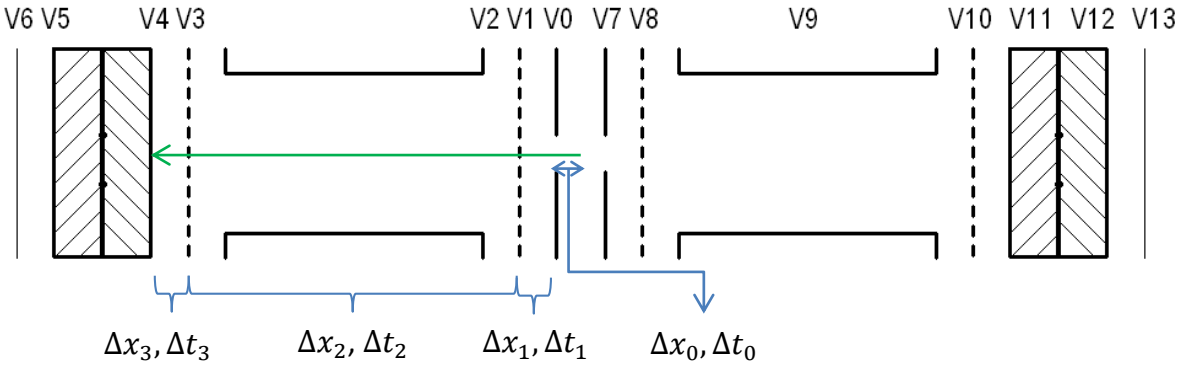
$$\Delta t = \sum_{n=1}^{m} \underset{U \to V_{n+1}}{\text{Limite}} \frac{\sqrt{2m}}{Q} \Delta x_n \frac{\sqrt{Q(U - V_0) + K_0} - \sqrt{Q(V_n - V_0) + K_0}}{U - V_n} \tag{27}$$

Pour une situation dans laquelle on applique la limite et que $V_{n+1} = V_n$, l'expression de cet intervalle de temps devient, comme montré dans [42] :

$$\Delta t_n = \sqrt{\frac{m}{2}} \Delta x \frac{1}{\sqrt{Q(V_n - V_0) + K_0}} \tag{28}$$

Maintenant que le temps est défini en fonction de l'énergie cinétique de départ et des variables que l'on contrôle, la somme est appliquée à une situation représentant notre système de Stéréo-ATI (Figure 38).

Figure 38: Représentation schématique de l'intérieur du Stéréo-ATI

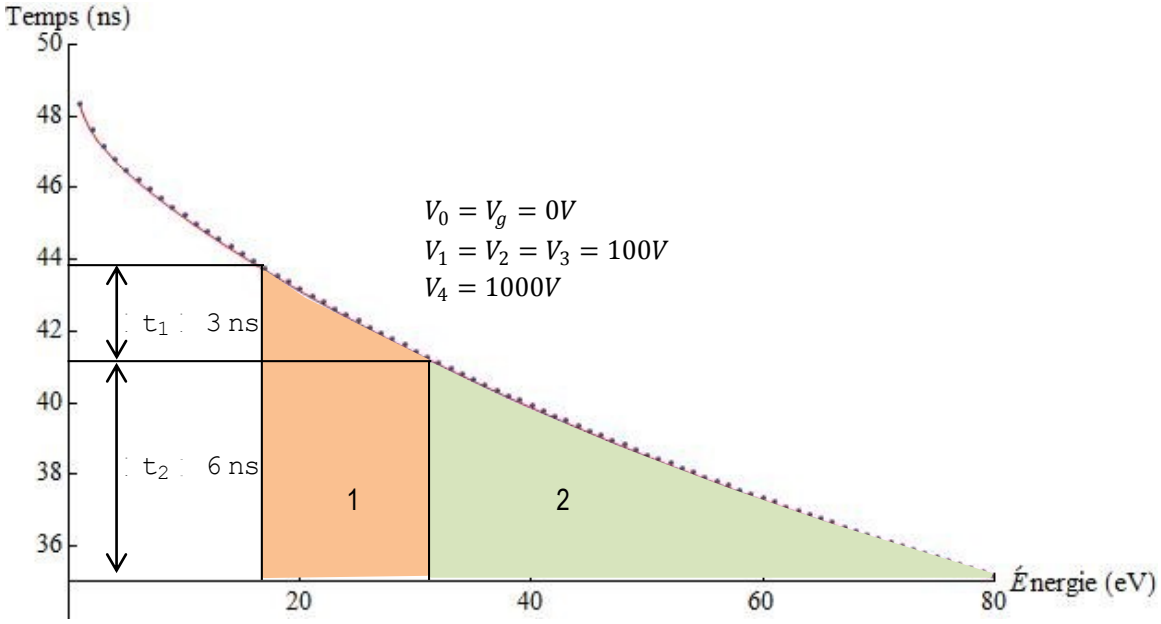


On considère donc que l'électron passe par 3 régions d'accélération distinctes dans lesquelles le champ électrique est approximé comme homogène. La 2e région présente un champ électrique nul, ce qui permet d'écrire le 2e terme de la somme comme la limite évaluée à $V_{n+1} = V_n$. Le potentiel V_n étant celui de la cellule (V = 0) et le même que celui à l'intérieur de la cellule, $V_0 = V_1$, ce qui simplifie le 3e terme en ne laissant que K_0 sous la deuxième racine. On se sert du même argument ($V_0 = 0$) pour enlever V_0 de chaque terme.

$$\Delta t = \frac{\sqrt{2m}}{Q}\left(\frac{Q}{2}\Delta x_0 \frac{1}{\sqrt{K_0}} + \Delta x_1 \frac{\sqrt{QV_1 + K_0} - \sqrt{K_0}}{V_1} + \frac{Q}{2}\Delta x_2 \frac{1}{\sqrt{QV_2 + K_0}} + \Delta x_3 \frac{\sqrt{QV_4 + K_0} - \sqrt{QV_3 + K_0}}{V_4 - V_3}\right) \quad (29)$$

Maintenant que le temps est complètement exprimé en fonction de l'énergie de départ du photoélectron, il faut le comparer à des données expérimentales ou calculées par un autre moyen. Les données seront produites ici par le logiciel SimIon version 7.0w et rassemblées dans la Figure 39 pour être comparées.

Figure 39: Graphique du TOF en fonction de l'énergie de départ K_0



Les données créées par SimIon (points bleus) sont comparées à la fonction décrite plus haut (courbe rouge) pour des énergies allant de 1eV à 80eV et pour des tensions électriques décrites sur le graphique. Les régions 1 (en orange) et 2 (en vert) sont les intervalles énergétiques d'intérêt et ils engendrent les plages temporelles Δt pendant lesquelles les mesures doivent être prises. La trajectoire considérée est celle d'un électron se déplaçant perpendiculairement aux plans de potentiels et partant de l'origine.

La courbe précédente montre que la simulation par approximation de champs électriques homogènes est en accord avec les données obtenues par éléments finis (SimIon). Le modèle, testé pour plusieurs combinaisons de tensions électriques, se montre un outil efficace et fiable pour sélectionner les plages d'énergies initiales K_0 à partir de discrimination par TOF.

4.4.2. Démarche de la prise de données

La Figure 39 montre que le modèle fonctionne, mais les valeurs de potentiels appliqués au système pour construire cette courbe sont telles que les fenêtres temporelles obtenues sont minuscules. Pour respecter les limites des équipements et pour obtenir des mesures plus précises, il est préférable de filtrer les électrons indésirables et de ralentir les autres, tel que décrit au début de la section « Boxcar ».

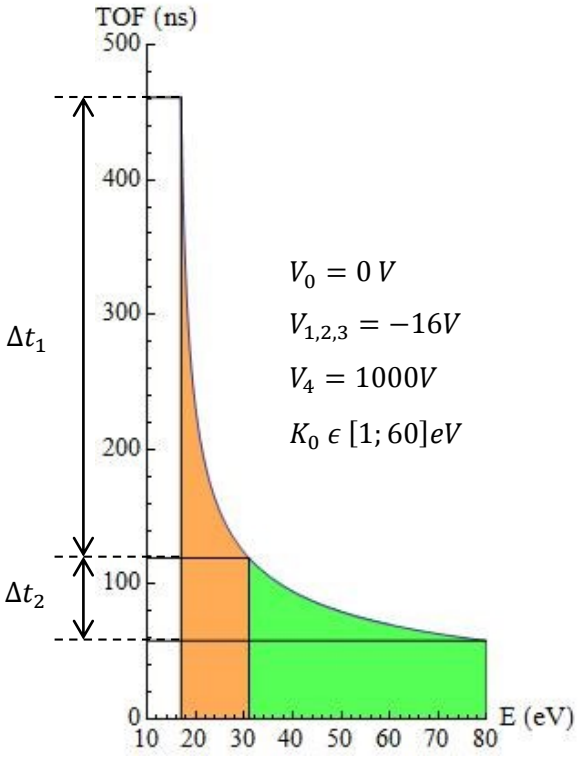
La Figure 40 ci-contre montre qu'avec un potentiel « filtrant » de -16 V, les plages temporelles sont beaucoup plus larges et donc plus faciles à sélectionner lors d'une expérience de TOF.

Ainsi, par la connaissance des propriétés du système et de l'équation du « TOF(É) », TOF en fonction de l'énergie de départ, il est possible de construire une courbe adaptée à nos instruments et aux plages énergétiques que l'on souhaite mesurer.

La marche à suivre pour exécuter une mesure va comme suit :

1. Appliquer les potentiels aux électrodes du système selon la mesure voulue et tracer le graphique du TOF en fonction de l'énergie initiale

Figure 40: TOF pour discrimination du spectre à -16V



$\Delta t_1 \simeq 340$ ns

$\Delta t_2 \simeq 60\ ns$

2. Aligner le laser pour qu'il se focalise au centre de la cellule d'ionisation et qu'il puisse ressortir par la fenêtre de sortie de l'appareil

3. Ajuster le délai des « triggers » à l'aide du signal de la photodiode et d'un oscilloscope branché sur les sorties des plaques de phosphore

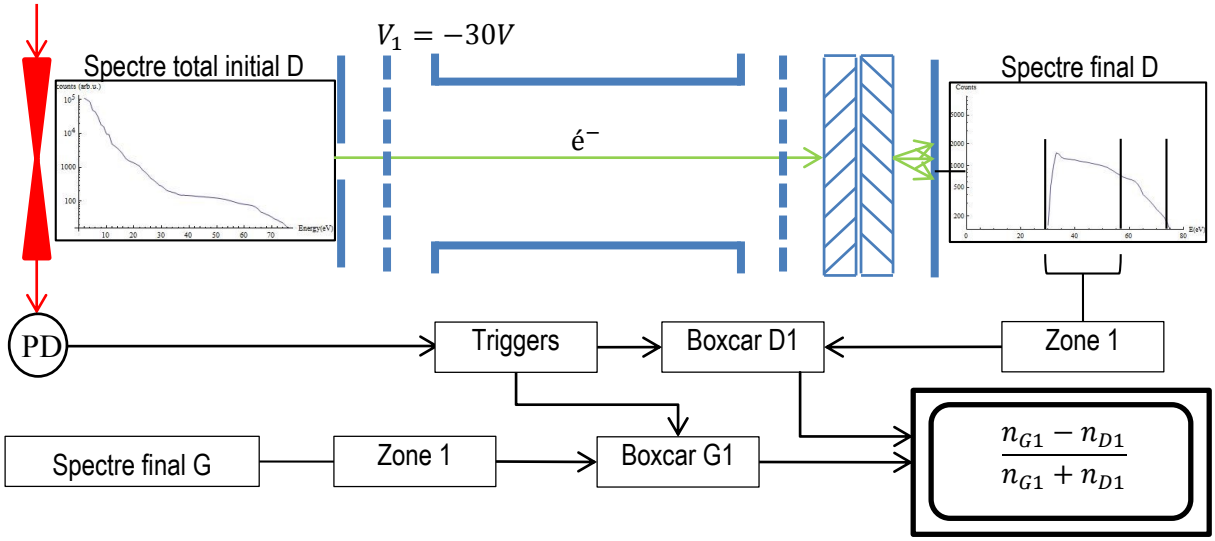
4. Régler les quatre « Boxcar » pour qu'ils intègrent les photoélectrons pendant les fenêtres temporelles voulues

5. Brancher les entrées des « Boxcar » sur les sorties des écrans de phosphores et brancher les sorties des « Boxcar » aux entrées de l'ordinateur

6. Analyser les données accumulées par l'ordinateur

Un schéma du traitement des informations lors d'une prise de mesure est présenté à la Figure 41.

Figure 41: Traitement des informations lors d'une prise de mesure



Le faisceau laser se focalise dans la cible gazeuse et produit un spectre ATI dans chaque direction - gauche (G) et droite (D). Les spectres sont tout d'abord filtrés par le potentiel filtrant et seuls les photoélectrons de haute énergie entrent dans la zone de TOF. Ils sont ensuite amplifiés par les MCPs et captés par les plaques de phosphore qui sont connectées aux Boxcars. Les Boxcars discriminent les spectres finaux de manière à accumuler seulement les électrons de la zone 1 ou 2 des spectres finaux. Leurs signaux de sortie sont envoyés à l'ordinateur pour être comparés et analysés.

4.5. Tests effectués avec l'appareil

Bien qu'une mesure de CEP a été impossible à effectuer jusqu'à maintenant avec cet appareil, nous avons fait plusieurs vérifications pour découvrir et corriger les erreurs de montage ou de conception initiales.

Au début des essais de pompage, notre première tâche a été de vérifier si les pièces fuyaient. Les tests étaient assez simples ; nous injections, à l'aide d'une seringue, de l'acétone ou de l'éthanol en faible quantité sur toutes les soudures et jonctions de l'appareil. En observant les jauges à pression, nous pouvions voir si l'injection de produit causait une augmentation de la pression dans la chambre. Si c'était le cas, pour une soudure, la pièce était renvoyée au fabricant puis testée de nouveau après réparation. Pour les autres types de problèmes, du scellant (Torr Seal) pouvait être appliqué ou nous changions les pièces. Après plusieurs itérations, la pression ultime de l'enceinte est passée de $1\ mbar$ à $\sim 6{,}7 \times 10^{-9}\ mbar$. Cette pression est bien en deçà de la pression sécuritaire des MCP, $10^{-6}\ mbar$.

Une fois le vide adéquat, nous avons effectué des tests électriques sur les électrodes afin de vérifier le bon fonctionnement des MCP. Tous les problèmes de courts-circuits ont été réglés et vérifiés pour les hautes tensions, jusqu'à $7\ kV$, avant de mettre les MCP en place et de les tester. Bien que les connexions soient en état de fonctionner, aucun signal n'a été observé sur les écrans de phosphore. Pour trouver d'où vient le problème, des inspections visuelles des MCP ainsi que la mesure de leur résistance ont été faites (voir section 4.3.1 ainsi que l'Annexe 2). Pour nous assurer que le problème ne vient pas d'un manque d'électrons à détecter, nous avons aussi focalisé des impulsions ultrabrèves dans la chambre, mais aucun signal n'a paru sur les écrans.

Les écrans de phosphore ont aussi été vérifiés. Des MCP endommagées, mais partiellement fonctionnelles ont été utilisées pour observer un bruit de fond de la chambre qui produit une lumière bleue sur les écrans. Ceux-ci sont donc bel et bien phosphorescents.

En résumé, la chambre est suffisamment hermétique pour atteindre un vide de l'ordre de $10^{-9}\ mbar$, aucun court-circuit ne s'y produit et les écrans de phosphore sont en bon état. Les MCP ne montrent aucun dommage observable à l'œil nu et ont une impédance similaire à ce qui est prescrit sur leurs données techniques, indice qu'elles devraient fonctionner correctement. Toutes ces indications portent à croire que les MCP sont fautives, mais faute d'en avoir d'autres, nous ne pouvons tester l'appareil avec une paire opérationnelle et adéquate pour l'expérimentation.

5. Conclusion

L'objectif de ce travail était de produire un Stéréo-ATI, appareil permettant de détecter la phase absolue d'impulsions ultrabrèves, dans le but éventuel d'exécuter des mesures de phase et ultimement de contrôler ce paramètre qui gouverne la production des spectres XUV.

Les impulsions laser et leurs caractéristiques ont été expliquées pour en arriver à une compréhension des paramètres qui entrent en jeu lors de phénomènes d'interaction laser-matière. Ce travail s'est particulièrement intéressé aux phénomènes d'ionisation en présence de champ laser de courte durée et de forte intensité. Plusieurs exemples et résultats expérimentaux ont ensuite été montrés pour mettre en évidence l'influence de φ_{CEP} sur les résultats d'une interaction.

Plusieurs travaux présentés ont démontré que la phase absolue a une grande influence sur la génération de spectres XUV, nécessaires à la production d'impulsions laser attosecondes. Pour générer des impulsions AS les plus régulières possible, il faut donc contrôler le paramètre de phase. Plusieurs manières de contrôler et de mesurer la phase ont été présentées et la plus intéressante, celle sur laquelle nous avons travaillé, se fait par l'analyse du spectre ATI.

Les connaissances entourant la génération et l'analyse de ces spectres ont donc été détaillées et utilisées pour dessiner un appareil inspiré des travaux de G.G.Paulus et son équipe. Chaque pièce importante a été montrée et son design appuyé de simulations montrant les raisons de sa géométrie ainsi que les limites des pièces. Tous les schémas de montage mécaniques et électriques sont montrés et expliqués pour être facilement reproductibles ou compréhensibles par un expérimentateur externe.

Considérant les dimensions de l'apapreil et la disposition de ses pièces, des simulations présentées permettent de prédire les mesures auxquelles nous pouvons nous attendre ainsi que les tensions à appliquer aux électrodes selon l'expérience que nous souhaitons réaliser. Nous expliquons du même coup de quelle manière l'appareil peut être étalonné pour ne prendre que les mesures désirées, c'est-à-dire les deux fenêtres temporelles restreintes qui contiennent les électrons de haute énergie dont les asymétries gauche-droites sont les plus prononcées. Ce sont ces mesures qui, une fois analysées, permettent de retrouver la valeur de φ_{CEP}.

Aucun résultat n'a encore pu être produit par ce Stéréo-ATI et c'est aussi pourquoi le présent document se veut un guide d'utilisateur détaillé pour le prochain expérimentateur qui travaillera avec l'appareil.

Notons tout de même que, sans avoir pu exécuter de mesures, énormément de temps a été investi et, par le fait même, la plupart des problèmes potentiels ont été éliminés dans le processus. L'enceinte est maintenant hermétique ($\sim 6{,}7 \times 10^{-9}\ mbar$), toutes les pièces ont été testées pour la compatibilité mécanique, les optiques sont en place et sont ajustables, le montage-démontage a été amélioré de manière substantielle depuis les premiers plans, etc. L'appareil étant maintenant existant et les simulations de calibration générées, nous laissons aux soins d'un prochain expérimentateur la tâche d'obtenir une détection aux écrans de phosphore et d'exécuter la mesure du CEP.

Liste des citations :

[1] P. Villoresi, G.G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, M. Nisoli, E. Priori, S. Stagira, G. Sansone et S. De Silvestri. (2003). « Absolute phase phenomena induced by few-cycle laser pulses in a strong-field photoionization experiment ». *Laser Physics 13* (7), p.943-947

[2] S. Chelkowski et A.D. Bandrauk. (2005). « Asymmetries in strong-field photoionization by few-cycle laser pulses ». *Physical Review A 71* (053815)

[3] L. Xu, Ch. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec et F. Krausz. (1996). « Route to phase control of ultrashort light pulses ». *Optics Letters 21* (24), p.2008-2010

[4] A. Baltuška, , Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch et F. Krausz. (2003). « Attosecond control of electronic processes by intense light fields ». *Nature 421*, p.611-615

[5] D.B. Milosévic, G.G. Paulus et W. Becker. (2003). « HO-ATI with few cycle pulse: a meter of the absolute phase ». *Optics Express 11* (12), p.1418-1429

[6] T.Wittmann, B. Horvath,W. Helml, M.G. Schätzel, X. Gu, A.L. Cavalieri, G.G. Paulus et R. Kienberger. (2009). « Single-shot CEP measurement of few-cycle laser pulses ». *Nature Physics 5* (5), p.357-362

[7] M. Piché. (2011). Notes du cours « Bases de l'Optique »

[8] C. Marceau, G. Gingras, B. Witzel. (2011). « Continuously adjustable gate width setup for attosecond polarization gating: theory and experiment ». *Optics Express 19* (4), p.3576-3591

[9] Shchatsinin, I. (2009). « Free clusters and free molecules in strong, shaped laser fields », chapitre 5. Retrouvé en février 2015 à partir de Freie Inuversität Berlin : http://www.diss.fu-berlin.de/diss/servlets/MCRFileNodeServlet/FUDISS_derivate_000000005776/09_Chapter05.pdf .

[10] Arnoldsat. Retrouvé comme image sur : http://www.arnoldsat.com/polarizations.jpg

[11] L.G. Gouy. (1890). « Sur une propriété nouvelle des ondes lumineuses ». *Académie des Sciences de Paris 110* , p.1251-1253

[12] Siegman A.E. (1986). *Lasers*. University Science Books.

[13] Feng, S. (2001). « Physical origin of the Gouy phase shift ». *Optics Letters 26* (8), p.485-487

[14] P. Hariharan, P.A. Robinson. (1996). « The Gouy phase shift as a geometrical quantum effect ». *Journal of Modern Optics 43* (2), p.219-221

[15] R.E. Kastner. (1992). « Geometrical quantum phase effect and Bohm quantum potential ». *American Journal of Physics 61* (9), p.852

[16] R.R. Freeman et P.H. Bucksbaum. (1991). « Investigations of above-threshold ionization using subpicosecond laser pulses ». *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 24*, p.325-347

[17] Kibble, T.W.B. (1966). « Mutual refraction of electrons and photons ». *Physical Review 150* (4), p.1060-1069

[18] L.V. Keldysh. (1965). « Ionization in the field of a strong electromagnetic wave ». *Soviet Physics JETP 20* (5), p.1307-1314

[19] Corkum, P.B. (1993). « Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization ». *Physical Review Letters 71* (13), p.1994-1997

[20] I. J. Sola, E. Mével, L. Elouga, E. Constant, V. Strelkov, L. Poletto, P. Villoresi, E. Benedetti, J.-P. Caumes, S. Stagira, C. Vozzi, G. Sansone et M. Nisoli. (2006). « Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized polarization gating ». *Nature Physics 2* (5), p.319-322

[21] A. l'Huillier, L.A. Lompré, G. Mainfray et C. Manus. (1982). « Multiply charged ions induced by multiphoton absorption in rare gases at 0.53 pm ». *Physical Review A 27 (5), p.2503-2512*

[22] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray et G. Petite. (1979). « Free-free transitions following six-photon ionization of xenon atoms ». *Physical Review Letters 42* (7) p.1127-1130

[23] F. Grasbon, G. G. Paulus, H. Walther, P. Villoresi, G. Sansone, S. Stagira, M. Nisoli et S. De Silvestri. (2003). « Above threshold ionization at the few-cycle limit ». *Physical Review Letters 91* (17) 173003
[24] C.J.G.J. Uiterwaal, D. Xenakis, D. Charlambidis. (1996). « ATI of He at 248 nm: the role of the ionic contribution ». *Zeitschrift Für Physik D 38 (4)*, p.309-312
[25] T. Brabec, F. Krausz. (2000). « Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics ». *Reviews of Modern Physics 72* (2), p.545-591
[26] A. Apolonski, P. Dombi, G. G. Paulus, M. Kakehata, R. Holzwarth, Th. Udem, Ch. Lemell, K. Torizuka, J. Burgdörfer, T. W. Hänsch et F. Krausz. (2004). « Observation of light-phase-sensitive photoemission from a metal ». *Physical Review Letters 92* (7) 073902
[27] G.G.Paulus. (2005). « A meter of the "absolute" phase of few-cycle laser pulses ». *Laser Physics 15* (6) p.843-854
[28] A. de Bohan, P. Antoine, D.B. Milosévic et B. Piraux. (1998). « Phase-dependent harmonic emission with ultrashort laser pulses ». *Physical Review Letters 81* (9), p.1837-1840
[29] J. Rauschenberger, T. Fuji, M. Hentschel, A.-J. Verhoef, T. Udem, C. Gohle, T. W. Hänsch et F. Krausz. (2006). « Carrier-envelope phase-stabilized amplifier system ». *Laser Physical Letters 3* (1), p.37-42
[30] Gingras, Guillaume. (2008). « Visualisation de la double ionisation du xénon ». Mémoire de maîtrise, Québec : Université Laval
[31] G.G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius et F. Krausz. (2003). « Measurement of the phase of few-cycle laser pulses ». *Physical Review Letters 91* (25), 253004
[32] M. Bass et E.W. Van Stryland. (1994) *Handbook of Optics vol. 2* (2nd ed.). McGraw-Hill.
[33] R. Wiehle, B. Witzel et H. Helm. (2003). « Dynamics of strong-field above-threshold ionization of argon: Comparison between experiment and theory ». *Physical Review A 67* (063405)
[34] J.H. Morecroft, A. Turner. (1925). « The shielding of electric and magnetic fields ». *Proceedings of the Institute of Radio Engineers 13* (4), p.477-505
[35] MuShield Company. (2011). *Catalog and Design Guide*. Trouvé en janvier 2011, de MuShield magnetic shielding: http://www.mushield.com/documentation/catalog_and_design_guide.pdf
[36] M.J. Nandor, M.A. Walker et L.D. Van Woerkom. (1998). « Angular distributions of high-intensity ATI and the onset of the plateau ». *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 31*(20), p.4617-4629
[37] Wisa, J.L. (1979). « Microchannel plate detectors ». *Nuclear instruments and methods 162* (1-3), p.587-601
[38] Photonis. (2014). *Long-Life™ MCP Selection Guide*. Retrouvé en février 2015 de MCP Selection Guide: http://www.photonis.com/en/ism/38-longlife-microchannel-plates.html .
[39] Stanford Research Systems. (1993). *Fast Gated Integrators and Boxcar Averagers*.
[40] Wolfram Research. *Boxcar function.* Retrouvé en janvier 2011, de : http://mathworld.wolfram.com/BoxcarFunction.html .
[41] LeCroy. (1983). *Model 2415, Programmable high voltage supply.* Retrouvé en janvier 2015 de National Spherical Torus Experiment Upgrade : http://nstx.pppl.gov/nstx/controls/specs/2415.pdf
[42] B. Witzel. *Vorlesung 1 : Mass Spectrometry* [Fichier PDF]. 2005. Adresse par courrier électronique: Bernd bwitzel@phy.ulaval.ca
[43] National Geophysical Data Center. Trouvé oct. 2011, de NOAA : http://www.ngdc.noaa.gov/seg/geomag/,
[44] D.K. Cheng. (1992). *Fields and Wave Electromagnetics* (2nd ed). Addison Wesley.
[45] M. Born, E. Wolf. (1959). *Principles of Optics*. Pergamon Press.
[46] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et B. Laloë. (1998). *Mécanique Quantique I*. Hermann.

Annexe 1: L'anomalie de phase Gouy

Le modèle de Huygens se base principalement sur l'idée que, en s'imaginant un front d'onde de surface S_0, chaque point de cette surface peut être considéré comme la source d'une « ondelette » sphérique. Pour trouver le champ électrique à un point donné « **s** », il faut sommer la contribution de chaque ondelette produite à chaque point de la surface, d'où l'usage de l'intégrale de Huygens sous sa forme générale:

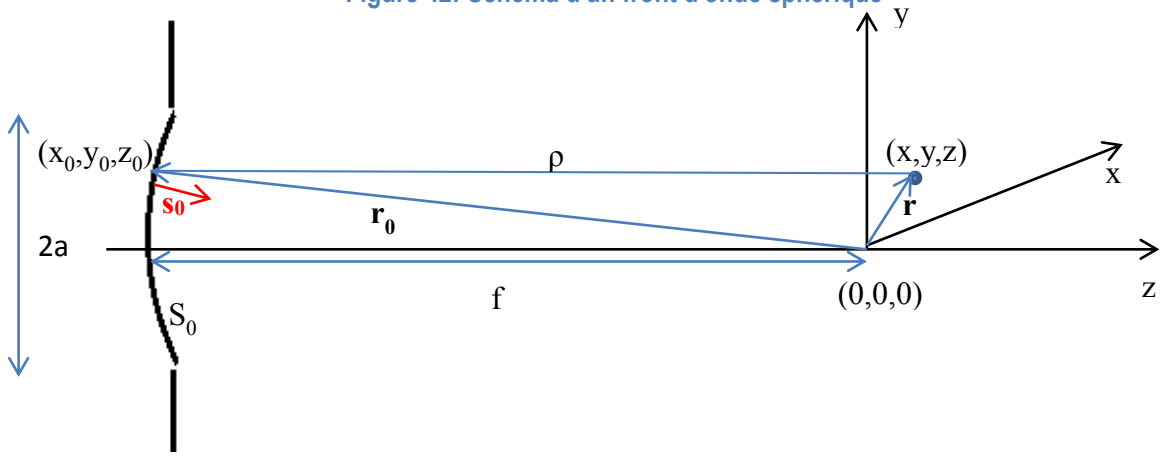
$$\tilde{E}(\vec{s},z) = \frac{i}{\lambda}\iint_{S_0} \tilde{E}_0(\vec{s}_0,z_0)\frac{e^{-ik\rho(\vec{r},\vec{r}_0)}}{\rho(\vec{r},\vec{r}_0)}\cos\theta(\vec{r},\vec{r}_0)\,d\vec{S}_0 \qquad (30)$$

où $\boldsymbol{E}(x,y,z)$ est le champ total à un point (x,y,z) donné, $\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{s}_0,z_0)$ est le champ à un point $(\boldsymbol{s}_0,z_0)$ de la surface du front d'onde, $(\boldsymbol{s}_0)$ est un vecteur normal à la surface au point (x_0,y_0) de cette surface, $\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r_0})$ est la distance entre le point $(\mathrm{x},\mathrm{y},z)$ et le point (x_0,y_0,z_0) et est défini comme :

$$\rho(\vec{r},\vec{r}_0) \equiv \sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2} \qquad (31)$$

Le facteur $cos\,\theta(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r_0})$ est le « facteur d'obliquité » dont l'angle est défini comme l'angle entre le segment $\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r_0})$ et le vecteur $\boldsymbol{s}_0$. **r** est le vecteur position du point $(\mathrm{x},\mathrm{y},z)$ et $\boldsymbol{r_0}$ est le vecteur position de (x_0,y_0,z_0).

Figure 42: Schéma d'un front d'onde sphérique



Il passe par une ouverture circulaire d'envergure « 2a » et converge à l'origine. La longueur focale est «f».

À partir du schéma de la Figure 42, de la transformation de l'équation par la propriété de symétrie cylindrique du système, par l'usage de variables adimensionnalisées $v(x,y)$ et $u(z)$ et grâce aux fonctions de Lommel [45, chapitre 8.8], on parvient à définir $E(x,y,z)$:

$$\tilde{E}(u,v) = -\frac{\pi i}{\lambda}\frac{a^2}{f^2}e^{i\left(\frac{f}{a}\right)^2 u}[C(u,v) - iS(u,v)] \tag{32}$$

où $(C - iS)$ est le facteur complexe résultant de l'intégration. En réécrivant les termes complexes sous forme d'exponentielles et en extrayant uniquement la somme de leurs arguments, on obtient la phase $\phi(u,v)$ de $E(u,v)$:

$$\phi(u,v) = \left(\frac{f}{a}\right)^2 u - \frac{\pi}{2} - \chi(u,v) \tag{33}$$

où $\chi(u,v)$ est défini selon :

$$\cos(\chi) = \frac{C}{\sqrt{C^2 + S^2}} \tag{34}$$

L'anomalie de phase $\delta(u,v)$ se calcule en soustrayant à $\phi(u,v)$ la phase d'un faisceau définie comme :

$$\tilde{\phi}(u,v) = \mathrm{kR}(u,v) = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{r(v)^2 + z(u)^2} \tag{35}$$

$$\delta(u,v) = \phi(u,v) - \tilde{\phi}(u,v) \tag{36}$$

En traçant l'anomalie de phase en fonction de la position « u » sur un faisceau rectiligne passant par l'origine, on obtient, en introduisant les valeurs a = 5 mm, f = 100 mm et λ = 500 nm le graphique de la Figure 5: Anomalie de phase (Gouy phase shift).

Pour obtenir l'explication quantique du changement de phase Gouy, on considère tout d'abord un faisceau gaussien convergent pour lequel l'étranglement du faisceau est situé dans le plan $z = 0$.

$$u(r,z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{e^{-\mathrm{i}\Phi(r,z)}}{w(z)} \tag{37}$$

où :

$$\Phi(r,z) = -\mathrm{kz} + \phi(z) + i\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{\mathrm{kr}^2}{2R(z)} \tag{38}$$

kz est le facteur de propagation, $k = 2\pi/\lambda$, $\varphi(z)$ est le changement de phase cumulatif de l'impulsion avec z en supposant qu'on le mesure à partir du plan $z = 0$, $r^2 = x^2 + y^2$, $w(z)$ est la taille du faisceau et $R(z)$ est son rayon de courbure. Ces facteurs sont reliés par les relations suivantes :

$$w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{39}$$

$$R(z) = z + \frac{{z_R}^2}{z} \tag{40}$$

$$\phi(z) = \mathrm{Arctan}\left(\frac{z}{z_R}\right) \tag{41}$$

$$z_R = \frac{\pi \mathrm{w}_0^2}{\lambda} \tag{42}$$

où w_0 est la taille minimale du faisceau, à $z = 0$. Si on considère un photon obéissant à ces équations et voyageant sur l'axe z, alors r, p_x et p_y sont nuls et p_z se définit comme un opérateur impulsion agissant sur la fonction d'onde [46, p.182-183]:

$$\begin{aligned} p \cdot u = P_z u &= -i\hbar\nabla u = -i\hbar\frac{\partial}{\partial z}u \\ &= i\hbar\left(i\frac{\partial}{\partial z}\Phi(z) + \frac{1}{w(z)}\frac{\partial}{\partial z}w(z)\right)u(r,z) \\ &= \mathrm{i}\hbar\left(i\frac{\partial}{\partial z}\left(-\mathrm{kz} + \phi(z)\right) + \frac{1}{w(z)}\frac{\partial}{\partial z}w(z)\right)u(r,z) \\ &= \mathrm{k}\hbar\left(1 - \frac{1}{k}\frac{\partial\phi(z)}{\partial z}\right)u(r,z) + \mathrm{ik}\hbar\frac{1}{\mathrm{kw}(z)}\frac{\partial w(z)}{\partial z}u(r,z) \\ p_z &= \mathrm{k}\hbar(1 - \frac{1}{k}\frac{\partial\phi(z)}{\partial z}) + \mathrm{ik}\hbar\frac{1}{\mathrm{kw}(z)}\frac{\partial w(z)}{\partial z} \end{aligned} \tag{43}$$

Le terme imaginaire dans la définition de p_z représente un changement d'amplitude alors que le terme réel, qui définit sa phase, est la somme de la contribution de la propagation et du changement de phase Gouy. Lorsque l'on exécute la dérivée de $\varphi(z)$ dans le premier terme, on trouve l'expression du changement de phase en fonction de z :

$$\mathrm{k}\hbar\left(1-\frac{1}{k}\frac{\partial\phi(z)}{\partial z}\right)=\mathrm{k}\hbar\left(1-\frac{1}{k(1+\frac{z^2}{{z_R}^2})z_R}\right) \tag{44}$$

Par sa forme, on voit que ce terme ne sera jamais nul, mais qu'il diminuera la valeur réelle de p_z jusqu'au minimum à $z=0$, au foyer. Une fois ce point traversé, le front d'onde regagne graduellement toute son impulsion perdue en z, après environ 2 longueurs de Rayleigh.

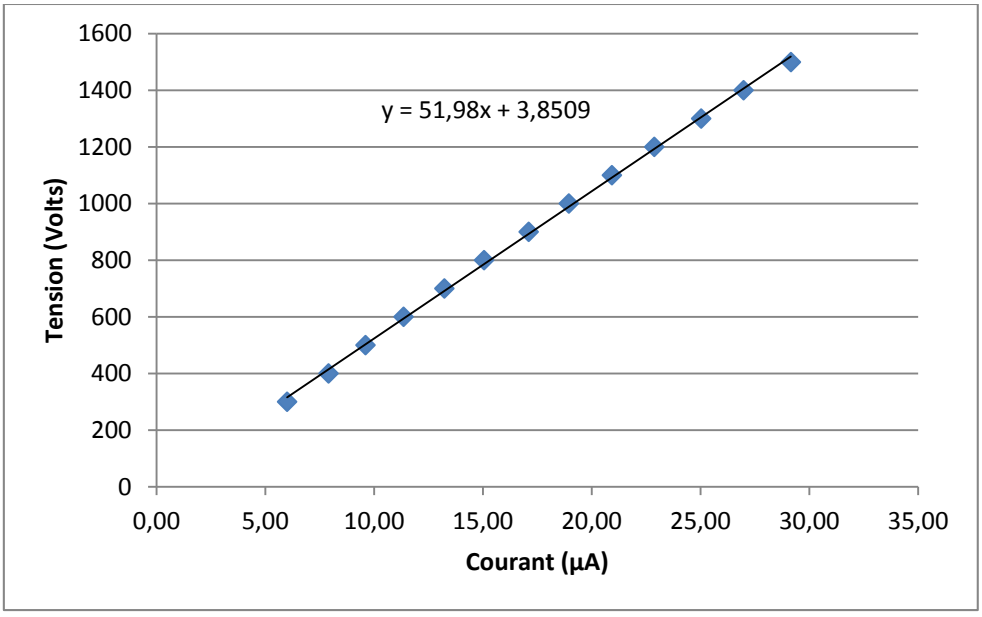
Annexe 2 : Résistance des MCPs

Le tableau et la figure ci-dessous montrent les courants mesurés lorsqu'une tension est appliquée aux bornes des MCPs. Le taux de variation de la courbe de régression tracée correspond à la valeur de la résistance des MCPs en mégaohms, soit $51{,}98\ M\Omega$.

Tableau 2 : Tableau des courants mesurés lorsqu'une tension est appliquée aux bornes des MCPs

Courant (µA)	Volts (V)
6,00	300
7,90	400
9,60	500
11,35	600
13,23	700
15,05	800
17,10	900
18,95	1000
20,93	1100
22,88	1200
25,03	1300
26,98	1400
29,15	1500

Figure 43: Graphique de la tension en fonction du courant



Annexe 3 : Temps de vol en champ magnétique

En vertu de l'équation de force de Lorentz [44, p.226] en champ électrique nul :

$$\vec{F_m} = q\vec{v} \times \vec{B} \tag{45}$$

où F_m est la force magnétique subie (Newtons), « q » est la charge de la particule (Coulombs), « v » est sa vitesse (m/s) et « $\vec{B}$ » la densité de flux magnétique (Teslas), on voit que pour un électron ($q = -1.602 \times 10^{-19}\ C$) de haute énergie ($30\ eV, v \approx 3.25 \times 10^6\ m/s$) dans le champ magnétique terrestre ($B \approx 50 \times 10^{-6} T$), la force subie sera de l'ordre de 0 à $2.5 \times 10^{-17} N$, dépendamment de l'angle entre le vecteur vitesse et le vecteur de flux magnétique. De telles forces appliquées à des électrons peuvent les accélérer, selon la 2^e loi de Newton ($F = ma$), jusqu'à $\approx 2.7 \times 10^{13}\ m/s^2$. On trouve par simulation que de telles déviations de trajectoire peuvent mener à des différences de temps de vol de l'ordre de 12 ns. Comme les électrons à 30 eV ne sont pas relativistes, les équations de la dynamique newtonienne sont utilisées pour comparer la trajectoire et sa durée, avec et sans champ magnétique. La simulation est produite de manière itérative.

Dans le cas d'une trajectoire électronique sans champ magnétique, on peut directement trouver le TOF en connaissant la vitesse et la longueur du parcours par

$$t_{B=0} = \frac{\Delta x}{v_x} = \frac{273.95\text{mm}}{3.25 \times 10^6\ m/s} = 84.29\text{ns} \tag{46}$$

avec Δx = distance entre la grille 1 et la grille 2 et v_x = vitesse initiale dans la direction x.

Si on prend en compte le champ magnétique terrestre en utilisant les données du National Geophysical Data Center (NGDC) [43], le vecteur du champ s'exprime comme :

$$\vec{B} = (\vec{B}_{\text{nord}}, \vec{B}_{\text{est}}, \vec{B}_{\text{Inclinaison}}) \tag{47}$$

Les composantes de ce vecteur sont calculées en coordonnées polaires à partir du module du champ magnétique $||\vec{B}||$ à Québec et de ses angles d'inclinaison θ_i et de déclinaison θ_d :

$$\begin{aligned} \vec{B}_{\text{Inclinaison}} &= \|\vec{B}\|\sin(\theta_i) \\ \vec{B}_{\text{nord}} &= \|\vec{B}\|\cos(\theta_d)\cos(\theta_i) \end{aligned} \tag{48}$$

$$\vec{B}_{\text{est}} = \|\vec{B}\|\sin(\theta_d)\cos(\theta_i)$$

On y injecte les valeurs : $\left\|\vec{B}\right\| = 54.56\mu\text{T}, \theta_d = -16.55°, \theta_i = 71.05°$ pour trouver un vecteur en accord avec les données du NGDC:

$$\vec{B} = (16.984\mu\text{T}; -5.047\mu\text{T}; 51.603\mu\text{T}) \quad (49)$$

Comme dans la simulation on oriente l'axe « x » de l'appareil vers le nord, son axe « y » est orienté vers l'ouest et la composante « est » du champ magnétique qui est négative pointe donc vers les « y » positifs, ce qui donne finalement :

$$\vec{B} = (16.984\mu\text{T}; 5.047\mu\text{T}; 51.603\mu\text{T}) \quad (50)$$

Pour exécuter la simulation, il faut utiliser les équations de la dynamique newtonienne dépendante du temps et la réécrire en fonction de ce que l'on connaît:

$$\begin{aligned} X_{n+1} &= X_n + V_n\Delta\text{t} + \frac{a_n\Delta\text{t}^2}{2} \\ V_{n+1} &= V_n + a_n\Delta\text{t} \end{aligned} \quad (51)$$

où X_n représente la position, X_{n+1} est la position après un intervalle de temps « Δt », V_n est la vitesse au point X_n et a_n est l'accélération subie à X_n. La forme de ces équations montre l'aspect itératif qui les rend utilisable en calcul numérique; on construit la trajectoire point par point à partir des données de départ, soient la position et la vitesse initiales. L'accélération est quant à elle déterminée par la 2^e loi de Newton et la force de Lorentz:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{q\vec{v} \times \vec{B}}{m} \quad (52)$$

d'où l'on tire les équations dépendantes du champ magnétique :

$$X_{n+1} = X_n + V_n \Delta t + \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \Delta t^2}{2m}$$
$$V_{n+1} = V_n + \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B}}{m} \Delta t \quad (53)$$

Tous les points de la trajectoire sont ainsi définis par la seule connaissance des vecteurs position initiale et vitesse initiale. Les équations de la dynamique sont réécrites pour les 3 dimensions spatiales sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} X_{xn} & V_{xn} & \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \cdot \hat{a_x}}{2m} \\ X_{yn} & V_{yn} & \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \cdot \hat{a_y}}{2m} \\ X_{zn} & V_{zn} & \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \cdot \hat{a_z}}{2m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ t \\ t^2 \end{pmatrix} = X_{n+1}; \begin{pmatrix} V_{xn} & \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \cdot \hat{a_x}}{m} \\ V_{yn} & \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \cdot \hat{a_y}}{m} \\ V_{zn} & \frac{q\vec{V_n} \times \vec{B} \cdot \hat{a_z}}{m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ t \end{pmatrix} = V_{n+1} \quad (54)$$

où le premier indice de chaque vecteur représente la direction sur laquelle il est projeté. Il est à remarquer que l'accélération est multipliée scalairement par le vecteur unitaire de direction de chaque coordonnée pour rester conforme aux équations de la dynamique.

Lors de la simulation, les intervalles de temps utilisés sont de 1 ps ($10^{-12}\ s$), le champ magnétique est celui calculé plus haut, le vecteur position initial est à $(0,0,0)$ et on simule le changement d'angle par rapport au champ magnétique en appliquant une matrice de rotation d'angle θ_r à $\vec{B}$. Pour trouver le temps de vol, on regarde à quelle itération « n » la composante « x » du vecteur position dépasse 273.95 mm et on la multiplie par l'intervalle de temps « Δt ». Les résultats sont rapportés dans le Tableau 1, la première donnée à 30 eV et la première à 70 eV sont sans champ magnétique.